

Gd系バルク高温超電導磁石を回転界磁子に用いた推進用同期モータの開発

著者	松崎 弘久
学位名	博士（工学）
学位授与機関	東京海洋大学
学位授与年度	2006
URL	http://id.nii.ac.jp/1342/00000823/

博士学位論文

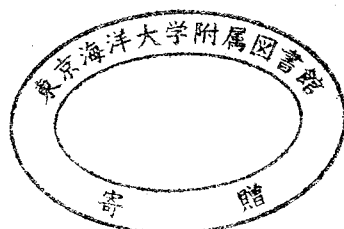
Gd 系バルク高温超電導磁石を回転界磁子に用いた
推進用同期モータの開発

平成 18 年度
(2007 年 3 月)

東京海洋大学大学院
海洋科学技術研究科
応用環境システム学専攻

0462020

松崎 弘久



目次

第 1 章	推進用バルク超電導モータの研究.....	2
1.1	はじめに	3
1.2	研究背景	4
1.3	モータ	5
1.4	超電導線材を界磁子に用いた高温超電導モータ	6
1.5	バルク高温超電導モータ	9
1.6	本研究におけるバルク高温超電導同期機	12
第 2 章	超電導体の特性.....	13
2.1	完全電気電導性	14
2.2	完全反磁性.....	14
2.3	磁気特性	15
2.3.1	第一種超電導体と第二種超電導体	15
2.3.2	ピン止め効果.....	15
2.3.3	磁束クリープ.....	18
2.3.4	臨界状態モデル	18
2.4	超電導体の磁化過程	22
2.5	捕捉磁場分布	23
第 3 章	バルク高温超電導体	25
3.1	バルク超電導体	26
3.1.1	バルク体の結晶構造.....	26
3.1.2	バルク超電導体の結晶成長.....	27
3.1.3	高電流密度化.....	27
3.2	バルク高温超電導磁石の形成	28
3.2.1	静磁場着磁法.....	28
3.2.2	パルス着磁法.....	29
3.3	パルス着磁法の着磁特性.....	29
3.4	粘性力	30
3.5	発熱.....	30
第 4 章	同期モータ導入のための着磁法	32
4.1	同期モータ導入のための着磁システム	33
4.2	渦巻き型コイルを用いたパルス着磁.....	33

4.3	パルス着磁システム	36
4.3.1	実験試料	36
4.3.2	着磁コイル	37
4.3.3	大電流パルス着磁電源	38
4.3.4	磁束密度分布計測システム	41
4.3.5	局所磁束密度測定装置	42
4.4	渦巻き型コイルを用いたパルス着磁実験	43
4.4.1	実験方法	43
4.4.2	実験結果	45
4.5	渦巻き型コイルを用いたパルス着磁の磁化過程	50
4.5.1	実験方法	50
4.5.2	結果及び考察	50
4.6	まとめ	55
第 5 章	バルク高温超電導モータ	56
5.1	界磁子回転型 Gd 系バルク高温超電導モータ	57
5.2	高温超電導モータを開発するに当たっての要素技術	59
5.2.1	バルク高温超電導体の冷却	59
5.2.2	回転体への冷媒供給機構	61
5.2.3	着磁時における界磁盤の固定	62
5.3	バルク高温超電導モータ内での着磁試験・性能評価試験	63
5.3.1	着磁試験	63
5.3.2	モータ特性	65
5.4	まとめ	75
第 6 章	複層界磁型バルク高温超電導モータ	76
6.1	複層型界磁構造における着磁実験	78
6.1.1	複層界磁構造におけるパルス着磁の結果	79
6.2	複層型バルク高温超電導モータ	82
6.3	評価試験	84
6.3.1	複層型モータ界磁子の着磁	84
6.3.2	トルク定数特性	86
6.3.3	連続回転試験	87
6.3.4	発電試験	88
6.4	まとめ	91

第 7 章 高温バルク超電導体の磁化特性の向上	92
7.1 バルク体構造の改良	94
7.1.1 張り合わせバルク	94
7.1.2 軟磁性体挿入バルクの着磁特性.....	96
7.1.3 金属含浸バルク	101
7.2 着磁方法の改良	104
7.2.1 着磁コイルの形状依存性	104
7.2.2 磁束密度分布制御コイル法によるパルス着磁特性	109
7.2.2.1 磁束密度分布制御コイル	109
7.2.2.2 実験方法.....	110
7.2.2.3 結果及び考察	111
7.2.3 凝縮ネオン冷却によるパルス着磁特性.....	116
7.2.3.1 実験装置.....	116
7.2.3.2 実験方法.....	118
7.2.3.3 結果及び考察	119
7.2.4 ステップクーリング法と CMDC 法の組み合わせ.....	125
7.3 まとめ	130
第 8 章 総括	133
第 9 章 謝辞	136
参考文献	138
業績リスト.....	141

第 1 章 推進用バルク超電導モータの研究

1.1 はじめに

本論文は高温超電導体の機器応用の研究として、次世代の電気推進システムのトータルの性能を多面的かつ格段に向上させる可能性を持つ Gd 系超電導バルク体を用いた高温超電導バルク磁石同期モータに関する研究開発について述べる。一般的に用いられる超電導線材ではなく、高性能な永久磁石よりも大きな磁場を液体窒素温度で捕捉(着磁)することができるバルク高温超電導体に着目し、界磁部分に永久磁石換えて、バルク高温超電体を界磁磁石に用いることにより効率ロスを改善して総合的効率の向上が期待できるブラシレスモータの研究開発を行なった。超電導バルク体とは、超電導線材とは異なり原料中にピン止め効果を示す非超電導層を分散して熔融成長させた超電導体の塊(バルク)である。

本研究ではバルク高温超電導体のシステムへの実装に向けて、機器内での着磁を想定した新しいバルク体の着磁法の研究に始まり、機器の設計製作、機器内での磁化・運転・性能評価等を行った。加えて、電動機の出力は界磁子の磁束量に比例して上昇する。そこで、バルク体の着磁法の改善から、バルク体の材料側における改良までバルク体により多くの磁束を得るための研究を並行して行った。

本論文では以下の内容で推進用バルク高温超電導モータの研究開発について述べる。まず、第 1 章で研究背景から推進用超電導モータの必要性を述べ、加えて各国で研究されている超電導モータ(超電導線材系、超電導バルク体系)を概説する。次に、第 2 章で高温超電導体の基本特性、第 3 章において高温超電導バルク体について述べ、第 4 章で本研究の主となる技術であるバルク高温超電導体の着磁特性について述べる。そして、第 5 章で実際に設計開発した推進用バルク高温超電導モータについて機器内でのバルク体の磁化と併せて述べる。第 6 章では、高温超電導モータの高出力化を実現するために、モータの界磁プレートを増加した、複層型高温超電導モータを作成し、評価試験を行った結果を述べる。最後に第 7 章でバルク高温超電導体の捕捉磁束量を増やすために行った研究を概説し、第 8 章で結論と今後の展望について述べる。

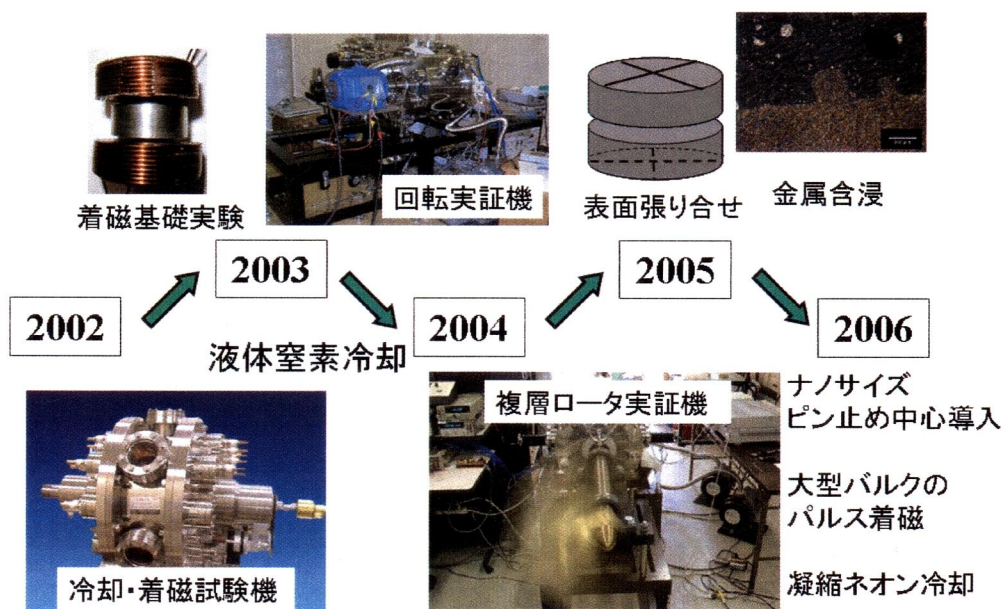


図 1-1 推進用バルク高温超電導モータ研究の推移

1.2 研究背景

京都議定書の批准実施により日本は温室効果ガスを 2008 年から 2012 年に基準年比（1990 年）で 6 %削減する必要に迫られている。既に自動車に対する排気ガスの規制等が始まっており今後、船舶についても同様な排出ガス規制が施行されることが予想され、CO₂ 排出削減はわが国の海上輸送に与えられた重要課題である。

現状船舶の推進に使用されているシステムは、ディーゼル機関を用いて減速機とシャフトにつながれたプロペラへ機械的に動力を伝達して回転させる機関直結方式が主流である。しかしながら、この機関直結方式では船舶の減速時にエンジンの回転数を落として速度制御を行わなくてはならない。この低速運転時にディーゼルエンジンは不完全燃焼を起こし効率が悪化することに加え CO₂、NO_x 等の有害物質を大量に排出してしまう。特に、減速運転の機会が多い内航船を多く有するわが国においてその問題は深刻である。

そこで近年、環境保全、効率向上、操船性の向上の観点から、ディーゼル発電機関により電力を発生し、その電力で電動機を回し、プロペラを直結して推進する電気推進船の開発と実用化が欧米、特にヨーロッパを中心に進んでいる。電気推進システムは原動機とプロペラの間に発電機、インバータ、モータ等を設置するためディーゼルエンジン直結方式に比べ効率の劣る経済的でないシステムと見なされ、測量船や南極観測船などに限定的に採用されていた。近年の普及要因としては、シーズ面からは推進システム系の技術革新および、ニーズ面では環境負荷の低減要請と船内電力負荷の増大がある[1]。

我が国においても、機関直結のプロペラを回して一定速度で航洋する大陸横断船舶を除いた、比較的船舶運動性、耐波性、出入港の頻度の高い内航船舶の低燃費の実現と大気環境保全の観点から電気推進船の普及が計画され、国土交通省を主導として実用化計画がある。次世代内航船として船外のポッド（鰭）の中に二重反転プロペラを装備する一軸型の「スーパーエコシップ」[2]の構想や、反転配置されたプロペラが回転流を回収する逆転可能可変ピッチ・プロペラ（Controllable Reversible Propeller : CRP）を装備したフェリーが就航している[3]。

電気推進を採用する場合、長大なプロペラシャフトがなくなり、発電機の配置などにおいて船内の設計の自由度が増すものの、初期設置費は増加する。また、船舶推進用のモータでは 80－360 rpm 程度の低速かつ高トルクが要求される為モータの体格は大きい。これらの問題を解決し電気推進の利点を大きく引き出すためには、機関出力の 8－12 %程度の低負荷領域から高い効率を示し、高トルクで体格の小さいモータを開発することが課題である。推進用モータの小型が可能となれば、モータを推進抵抗の低い小型の船外ポッドに納めたポッド推進システムが可能となり、高効率、静穏性に優れ、低振動であり、小型であることから二軸運転も可能となり、操船性も向上して、船体設計の自由度の増大などのメリットも得られる。ポッド小型化による船体設計の自由度の増加は推進性能を高めるだけでなく環境規制や CO₂ 排出に対する有効な改善要素となる[4]。

そのような背景で、船舶推進用モータの低速、高出力化を目指すために超電導体モータの導入が検討されてきた。超電導は従来の銅線よりも数十倍以上の電気を流すことが可能であるので電磁石の磁場増大に繋がり、装置の高出力化、小型・軽量化が可能になり経済性も向上する。また、超電導は電気抵抗がゼロに限りなく近い為、エネルギーロスが少なくなり無駄な発熱

を抑えることが可能であるため、自然環境への悪影響も低減できる。

船舶に全超電導モータと同時にそれに適応した超電導ポッド推進装置を使用した場合、出入港の多い船では年間約 11 %の CO₂ 削減ができることが試算されている。また、超電導モータは、通常装置で使用されているモータに比べて効率が高いため、省エネ効果も大きい。このように、省エネ・地球温暖化防止に効果があり長期的に見ると経済性にも優れる超電導モータが、今後多くの船舶や陸上で採用され温室効果ガス削減や省エネに寄与することが期待されている。

一般の産業に利用されている電動機及び発電機においても超電導化すると、従来の電動機及び発電機に比べてコンパクトかつ高効率となり大幅に省エネルギーが期待できる。さらに常電導電動機及び発電機に対して超電導は発生磁場が大きいため、低出力領域において、高効率が維持できるという利点がある。この利点を生かせる低出力域分野として先ほど述べた船舶推進用電動機の他に低回転域においても高い発電領域の維持が要求される風力発電がある。これは風力が弱い場合であっても発電機の出力効率を高く維持することが期待されている分野であるからである。

1.3 モータ

モータの基本要素は、界磁と電機子で構成される。界磁は磁場を発生させる部分で、永久磁石や銅巻線に電流を流して得られる電磁石で構成される。また、電機子は、界磁による磁場と垂直な方向に電流を流し、フレミング左手の法則により磁場と電流とに垂直な方向に力を発生させる機能を有する(図 1-2)。中心軸のまわりに界磁と電機子を配置したものが回転式の電動機であり、界磁と電機子のいずれか一方が回転し、もう一方が固定される。回転する側を回転子、固定される側を固定子と言う。通常の電動機では、中心軸に対し回転子が内側、固定子が外側に配置される場合が多い。

モータは、大きく分けると直流モータと交流モータに分類される。直流モータは、外部から供給される直流電流を回転子の回転に合わせて電流の方向を切り換えるための整流ブラシを有する。直流モータにおいて、構造は単純になるがブラシの交換などを定期的に行わなくてはならない。

交流モータは主として同期モータと誘導モータがある。誘導モータは、固定子側に多相巻線を施して回転磁界を発生させ、電磁誘導により回転子側の導体に誘起される電流が力を受けて回転するモータである。回転子は回転磁界よりも遅い速度で回転し、その差がすべりと呼ばれる。同期モータは、回転子側の磁極が固定子から発生する回転磁界に引かれて回転する。そのため、回転磁界と同じ速度で回転し、すべりが無い。同期モータは低速の場合でも誘導モータに比べて効率がよく、大きな出力が出せる。また、力率も任意で調節することが可能であり、比較的大出力の定速モータとして広く利用されている。

本研究では同期方式を採用した。バルク高温超電導体を同期モータに使う場合には、バルクに捕捉された磁界を利用することになるので、界磁部分がバルク高温超電導体に置き換わることになる。

モータの出力は以下の式で与えられ、

$$P \text{ (出力)} = \omega \text{ (回転数)} \times T \text{ (トルク)} \quad 1.1$$

モータのトルクは次式で与えられる。

$$\begin{aligned} T &= (D/2) \cdot F \\ &= (D/2) \cdot (B \cdot I \cdot L) \\ &= (D/2) \cdot (B \cdot i \pi D \cdot L) \\ &= 2B \cdot i \cdot (D^2 L \pi / 4) \end{aligned} \quad 1.2$$

F : 回転子に作用する力【N】

B : 磁束密度【T】 \rightleftharpoons (磁気装荷)

i : 電気装荷【A/m】

1.2 式からモータのトルクは界磁子の総磁束量、電機子電流、電動機の体格によって決定される。超電導体を用いることにより、界磁子の総磁束量が増えれば同体格のモータなら電機子電流が少なくてすむ。また、同出力なら電動機の重量、体格を軽減することが可能になる。

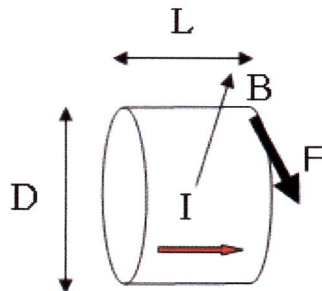


図 1-2 モータの回転と各要素の関係

1.4 超電導線材を界磁子に用いた高温超電導モータ

超電導体のモータへの導入においては各国でさまざまな方法において研究がされている。主に超電導体の常電導体に比べ大量の電流を流すことが可能であるという性質を利用し、高温超電導体線材をコイルとして大電流を流す超電導コイル(図 1-3)としての応用が多数である。NbTi(臨界温度 9 K)多芯線が 1960 年代に使用できるようになり、超電導同期機が 1970 年~1990 年代に多数試作された。日本においても Super-GM プロジェクトにより 3 種類の 70 MW 級のものが開発されたが液体ヘリウム冷却を含めたコスト競争力の経済性の検討において市場的魅力を示すことができなかった。

1986 年に発見された比較的高温(30 K~)で使用が可能となる高温超電導体(HTS)の出現はシステムに熱的マージンを与え、これによって冷却システムが簡素化され、また冷凍機の進化も相まって実用化に向けて一気に弾みがついた。この数年間で HTS を界磁に持つ超電導回転機が各国で多数開発されており、数 MW 機の開発プロジェクトが米国、欧州で次の進展段階に移行している。各国で主に研究開発されている高温超電導モータはこの高温超電導線材をコイルとして固定子、回転子に用いたものである。

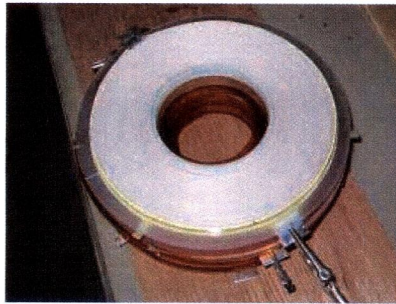


図 1-3 超電導線材コイル

線材を用いた高温超電導モータの回転子は次のような物があげられる。

- a) 磁性鉄心を持たない超電導空芯回転子 (Superconducting Air Core Rotor : SACR)
- b) 低温磁性鉄心を持つ超電導低温鉄回転子 (Superconducting Cold Iron Rotor : SCIR)
- c) 常温磁性鉄心を持つ超電導常温鉄回転子 (Superconducting Warm Iron Rotor : SWIR)
- d) 磁性鉄心を持たない常電導鉄回転子 (Air Core Rotor : ACR)
- e) 常温磁性鉄心を持つ常電導鉄回転子 (Iron Rotor : IR)

また固定子は

- α) 磁性鉄ティースのない空芯固定子 (Air Core Stator : ACS)
- β) 磁性鉄ティースを持つ鉄芯固定子 (Iron Core Stator : ICS)
- γ) 磁性鉄ティースのない超電導空芯固定子 (Superconducting Air Core Stator : SACS)
- δ) 磁性鉄ティースを持つ超電導空芯固定子 (Superconducting Iron Stator : SIS)

主に以上の回転子と固定子の組み合わせで構成されている。

米国では、高温超電導の電力貯蔵、パワーケーブル、発電機、電動機への実用化に熱い目が注がれており、次世代の船用推進として高温超電導電動機の電気推進への適合性にも非常に早くから着目されている。これらの先進性・先導性は、合衆国海軍研究所 (NRL) と民間企業体のプロジェクトや米国エネルギー省 (DOE) と民間共同企業体を含めたプロジェクト (Department of Energy's Superconductivity Partnership Initiatives: DOE-SPI) として着実な進展と成果に至っている[5]。流れは GA 主導の単極機と NAVY 主導の同期機に分けられ、同期機では、1800 rpm で稼働させる Air-core 型の交流シンクロナス方式を採用して、回転界磁子の電磁石として BSCCO 系高温超電導体線材から製造されたレーストラック型コイルを用いている。電機子はバックヨークと通常の銅のワインディングから構成されている。回転界磁子にとりつけられている高温超電導電磁石は、閉サイクルヘリウム冷凍機によって冷却されている。冷凍機のコストをいれても従来の同クラスの非高温超電導体化発電機に比較して損失や稼働コストは約 3 分の 1 ですむと報告され、従来の同等機に比べて効率も 95 % から 97 % に上昇するとしている。25 MW、120 rpm で 33,500 馬力に達する船用高温超電導同期電動機の概念設計が完了しており、直径は 2.65 m、長さが 2.08 m であり重量 30 ton、最大騒音 48 dB、効率 97 % 以上を目指している。さらに同社では新たに船舶推進用の 36.5 MW の電動機の開発を行っている [6]。これまでの成果として、小型軽量、低振動・雑音・騒音、高いエネルギー密度と高トル

クの諸性能が掲げられ、艦船の全電化をはかっている米海軍の支持もあり高く評価されているといえる。

欧州においても船用電機推進用の小型軽量電動機への利用を目的とする 450 - 600 kW 級の高温超電導電動機も SIEMENS 社により試作されており[7,8]、4 MW 級の回転機の開発が進んでいる。また韓国では界磁子回転が回転するラジアルギャップ型の同期機を開発し、冷凍機を用いて Bi 系超電導コイルを約 30 K に冷却し 75 kW、1800 rpm の出力を得ており、現在 MW クラスのモータも開発中である[9]。また韓国では回転する超電導界磁の冷却において、冷凍機で冷却した冷媒を用いて冷却する従来の方法だけでなく、回転体に冷凍機自体を組み込む冷却方式を開発している[10]。

国内では、IHI 等のグループが船用ポッド推進用の界磁子・電機子共に超電導化した液体窒素を冷媒に用いた定格出力 12.5 kW の鉄心を用いた全超電導モータを開発発表している[11]。この電動機は回転体に誘導子を用いることにより、界磁コイル、電機子コイルを共に固定とし、冷却を容易にしている。また、出力 400 kW (500 t クラスの船舶用)、220 rpm の全超電導モータの製品化の見通しを立てており、製品検証試験に入っているという。さらに、5000 kW (10000 t クラスの船舶用) 以上の大容量全超電導モータも計画している。

これらの同期機はすべて高温超電導線材による界磁コイルを備えている。しかし、現状の大きな技術的な壁は、界磁子に完全にゼロ抵抗とならない Bi 系線材を用いていることである。したがって、スリップリング等を用いて常に電流を供給する必要があり、界磁のロスにつながる。また、超電導界磁子に鉄心を用いているモータにおいては鉄心の飽和限界があり、発生磁束密度に限界がある。

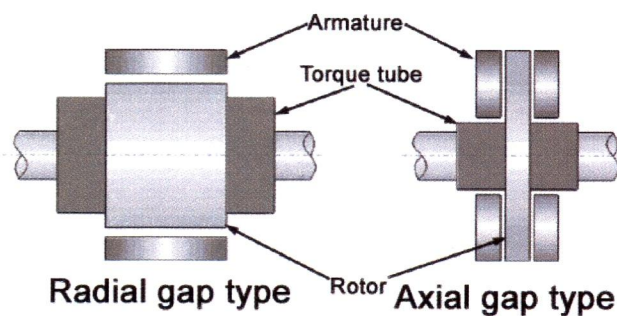


図 1-4 ラジアルギャップ型とラジアルギャップ型の回転子構造

表 1-1 各国の超電導線材を用いた高温超電導モータ

	American Superconductor	Siemens	KERI	IHI
Motor type	Synchronous motor SICR+ACS(Radial Gap)	Synchronous motor SICR+ACS(Radial Gap)	Synchronous motor SICR+ACS(Radial Gap)	Induction motor Axial Gap
Speed(rpm)	230	1500	1800	100
Output(kW)	5000	400	75	12.5
Magnet type	Bi-2223 coil	Bi-2223 coil	Bi-2223 coil	Bi-2223 coil
Operating temperature	G-Mcryocooler (He)	25-30 K	G-Mcryocooler (30K)	77 K

1.5 バルク高温超電導モータ

RE-Ba-Cu-O(Re: Gd、Sm、Yなどの希土類元素)バルク超電導体は線材とは異なり、原料中にピン止め効果を示す非超電導層を分散して熔融成長させた高温超電導体の塊(バルク)である。バルク高温超電導体は外部から磁場を与えることにより、そのピン止め点に磁場を捕捉し強力な磁石になるという性質を持つ。高温超電導バルク磁石は、温度と条件により 17 T まで磁場を捕捉した報告がある^[12]。バルク超電導体を磁石として機器に実装する大きな利点として、線材コイルと異なり励磁のための電流リードの接続が不要であることがあげられる。また、量産されている高温超電導線材コイルでは磁界維持のために、給電する必要がある。バルク高温超電導体は磁化(着磁)する必要はあるものの、一度磁化を行うと低温を保つ限りその磁場を保持する性質をもつ。保持力は永久磁石に比べて 10 倍以上と非常に大きく、永久磁石電動機に比べて高効率化、小型化が期待できる。また、線材コイルに比べ小さな寸法で強磁場の捕捉が可能であることから線材コイルと比べても、小型化に有利である。1.3 で述べたように、モータの出力はモータの体格、界磁子の磁場、電機子の電流量で決定される。高トルクを要求する低速大容量電動機では、大きな出力を得るために鉄芯を利用して磁束を集中させる工夫をしつつ、出力に寄与する総磁束と電機子電流を大きくすることで大出力を得ていた。従来の永久磁石の発生する磁束には限界があり、高出力電動機ほど体格が大きくならざるを得なかった。永久磁石や銅線巻き線コイルよりも高いエネルギー密度(大きな磁束密度)を持つ超電導体をモータや発電機などの回転機に適合することは、これらの小型化、軽量化を加速する^[13]。高温超電導体の出現で冷媒の選択多様性が可能となり、超電導磁石冷却にはネオン、水素(燃料電池用を併用)、窒素、また将来的には冷凍機の冷媒として輸送用・ガスエンジン用液化天然ガス(LNG : Liquefied Natural Gas)の併用も期待されている。超電導は冷却コストがかかるとの指摘は常にあるが、冷凍冷却技術の進歩も著しい。60 K レベルの冷凍機の進歩は著しく、スターリングパルス冷凍機は比較的低電力で超電導磁石を一度に数個冷却保持できる機能をもつ。現在、高温超電導体のうち RE-Ba-Cu-O バルク体は、液体窒素で簡単に冷却できる 77 K (-196 °C) 付近で、高磁場中でも高い臨界電流密度を示し超電導が破れないことから、その実用化に向けての研究が活発化しており、水浄化用の磁気分離装置などで既に商品化されているものもある。



図 1-5 バルク高温超電導体

バルク高温超電導体モータの特徴を以下にまとめる。

- ・ 鉄心を超える界磁磁束密度を発生可能であるため、高トルク・高出力なモータが実現できる。または、同じ性能の電動機なら小型化できる。
- ・ 鉄心レスであるのでトルクリップルを小さくできる。
- ・ 低温超電導体のように液体ヘリウム温度まで冷却する必要がなく、バルク磁石を用いると従来の超電導体 비해、冷却系が簡素化できる可能性がある。これは、液体ヘリウムを冷媒として用いても 20~30 K 程度の冷却で十分であり、比較的冷却パワーの大きな冷凍機が使用可能となり、しかもその小型軽量化は近年著しく、冷却系の設計において大きなメリットがある。
- ・ 組立て、分解時は昇温により、超電導状態ではなくなり永久磁石とは異なり磁界を発生しないので、メンテナンスが容易である。
- ・ バルク高温超電導体を磁石として使用するためには着磁を行わなければならない。着磁方法は、静磁場着磁とパルス着磁がある。バルク高温超電導電動機で静磁場着磁を採用すると、着磁後に組立てを行うことが必要となり実用的でないため、パルス着磁を採用するのが主流である。

バルク高温超電導モータの短所としては

- ・ 冷却系が必要である。
- ・ 高温超電導体線材やバルク磁石そのものが高価で、かつ、冷却系が必要になるので、モータが高価になる。
- ・ 超電導体は銅、鉄に比べれば機械的強度が劣る。

などが挙げられる。

このバルク高温超電導体を永久磁石と置換し界磁子に用いたバルク高温超電導モータの研究も内外で行われている。

パルス着磁を用いた高温バルク超電導同期機の研究では名古屋大とイムラのグループが Y 系高温超電導体バルクを用いて過冷却液体窒素温度下(65 K)で最大出力 3.5 kW の電動ゴルフ用カートの車輪駆動用同期機の試作に成功している [14]。着磁においてはバルクの周囲に着磁専用のコイルを設置し、そのコイルから発生するパルス磁場によって着磁される。プリント電機子を回転する電機子回転型であり、その詳細は伊藤の論文に与えられている[15]。

JR 東海のグループは、Y 系のバルクを 8 個用いた 8 極の最大 600 rpm、出力 1.5 kW、トルクは最大で 25 N・m のラジアルギャップ型交流同期モータを神鋼電機と開発発表している[16]。この同期モータのバルク体が構成する界磁子は固定であり、界磁子を取りまく外側の電機子が回転するアウトロータ型である。バルク体は直結された冷凍機からの熱伝導によって固定界磁ごと 30 K に冷却される。バルク体の着磁はイムラグループと同じく着磁専用のコイルを外部からとりつけて着磁する機構であり、直径 60 mm、厚さ 15 mm の Y 系バルクに対し最大 1.6 T のパルス磁界を印加し、バルク体表面で最大捕捉磁束密度分布 0.6 T、電機子位置における有効磁場は 0.3 T を得ている。

イムラ・JR 東海の同期モータはともに固定界磁であり、回転体に冷媒を供給する必要がなく冷却も容易である。

表 1-2 国内の超電導バルク体を用いた高温超電導モータ

	イムラ	JR東海	海洋大・福井大・北野精機
Motor type	Direct-current motor Axial Gap	Synchronous motor Radial Gap	Synchronous motor Axial Gap
Speed(rpm)	6000	600	720
Output(kW)	3.5	1.5	16
Magnet type	Y系Bulk	Y系Bulk	Gd系Bulk
Number of Poles	20	8	8
Operating temperature(K)	65	77	77

80－360 rpm 程度の低速で運転する船舶推進用のモータ、低速回転域においても高い発電領域の維持が要求される風力発電では回転速度が低いのでその分高トルクが要求される。モータの出力は、1.1 式で示したようにトルクと回転数の積となる。そのため、モータの能力は全体の出力だけでは評価できない。図 1-6 に各国で開発されている超電導モータの体積をトルクで割ったトルク密度で比較したものを年代とあわせて示す。常電導モータや鉄心を用いた超電導モータでは鉄心の磁束飽和等から、ある程度以上のトルク密度を持ったモータを得ることは難しい。図 1-6 の赤い破線程度が鉄心を用いたモータの限界と考えられる。しかし、下図のように鉄心を用いない超電導線材コイルのみ、もしくは超電導バルク体を用いた超電導モータは鉄心の限界を超えた、高トルク密度を実現するモータの製作を可能とする。

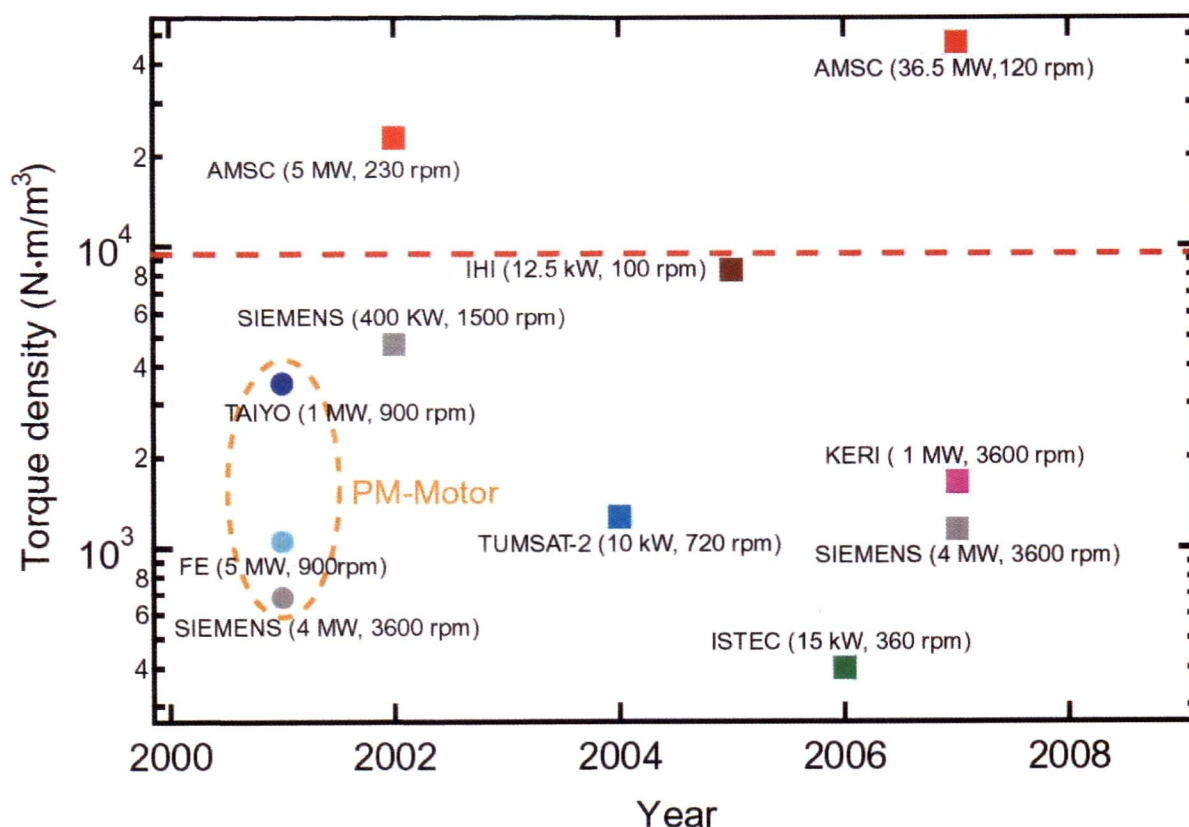


図 1-6 回転機トルク密度の変遷

1.6 本研究におけるバルク高温超電導同期機

本研究では、磁化されたバルク高温超電導体の磁束密度分布が中心で最大値をもつ円錐形になることに注目して、渦巻状に銅線を巻いたコイルにパルス電流を流すことによって円錐形の磁場分布を発生させ、77 Kにおいて、比較的小さな直径 24 mm の Gd 系バルク高温超電導体に対して効率よく 1 T を超える高い磁界を着磁させることに成功した^[17]。この方法によって、従来ヘリウム冷凍機と超電導電磁石を用いて行なわれていた着磁が、液体窒素を用いて簡便に行うことが可能となった。研究開発要素の多くは、モータの体格を小さくしながらこの超電導バルク磁石を効率よく冷却、着磁し、電磁トルクを発揮させるという、超電導機械工学、極低温機械工学にあり、必要な材料、冷却、機械とそのシステムの研究が重要となる^[18]。

本研究で作製した高温超電導モータの構造図を図 1-7 に示す。形式はアキシアルギャップ型である。回転子となる直径 60 mm、厚さ 20 mm のバルク磁石を 8 極の回転界磁とし、両面から着磁用としても使用する渦巻き型電機子コイルで挟み込んだ構造になっている。回転子と電機子の間は真空であり空気抵抗による損失はなく、回転子に電流を供給するためのブラシやスリップリングや鉄心は使用していない。寸法は外径 500 mm、長さ 420 mm で定格出力 15 kW、720 rpm の設計仕様である。

バルク高温超電導体の着磁は、液体窒素でモータ回転界磁部を、同軸冷媒導入部を通し、バルク体を T_c 以下に冷却した後、着磁コイルにパルス電流を流して行う。また着磁の際の電磁力を相殺緩和させる固定保持機構を備えており、機械的な衝撃なく着磁が可能である。さらに、回転界磁内部のバルク磁石だけでなく電機子コイルも循環冷媒で冷却しており電機子の超電導化にそのまま応用できる。駆動時は、交流電流を固定電機子に流すことにより回転磁界を発生させて回転界磁子を回転させる。

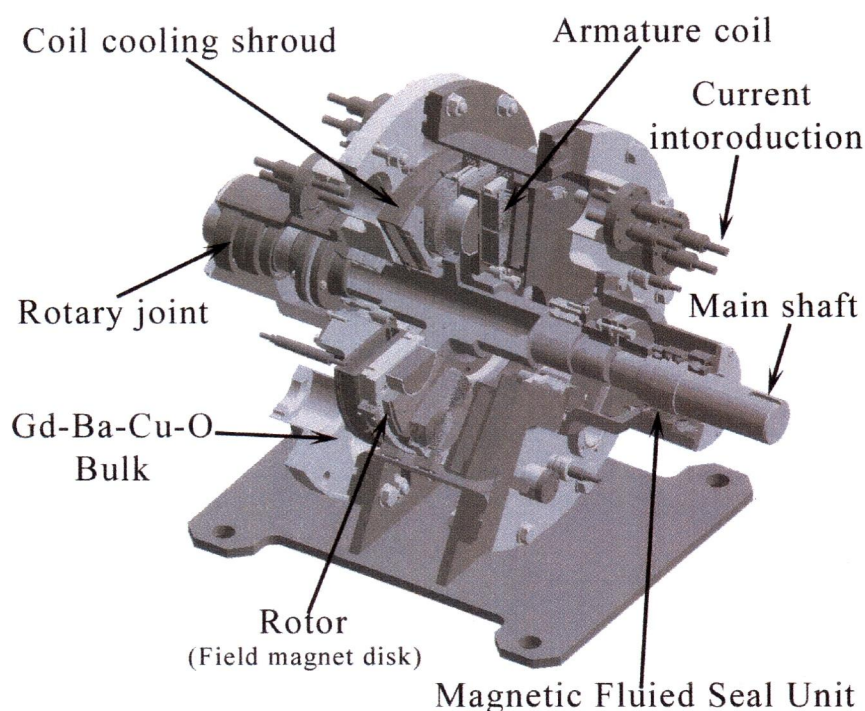


図 1-7 開発したアキシアルギャップ型バルク高温超電導同期機

第 2 章 超電導体の特性

2.1 完全電気電導性

金，銀，銅など、超電導にならないものはどんなに冷却して電気抵抗が小さくなるようにしても、電気抵抗はゼロにはならない。電気抵抗があると、電気が流れるときに電子の移動により熱が発生してエネルギーを失うが、超電導状態では熱が発生しないので、リング状の超電導体に一度電流が流れ始めれば、永久に流れ続ける。これを永久電流と呼び、その電流によって作られる磁場を磁気共鳴によって時間の関数として観測し、その減衰時間は 10^5 時間以上であることが確認されている。

2.2 完全反磁性

1933 年、Meissner と Oschenfeld は、磁場が超電導体の中に入ることができないことを見出したが、これは完全な電気電導性でも説明がつく^[19, 20]。しかし、彼らはそれだけでなく常電導金属に磁束線を侵入できるが、その金属を臨界温度以下に下げて超電導状態にすると、全磁束線は超電導金属から押し出されてしまう事実も発見し、これは Meissner 効果と呼ばれている（図 2-1）。完全な電気電導性だけでは磁場は試料の中にとらえ込まれるだけであるからこの現象を説明できない。Meissner 効果が可逆的に起こることからゼロ磁場での超電導状態と常電導状態の自由エネルギーの差、すなわち、いわゆる超電導の凝縮エネルギーに関係したある臨界的な磁場 H_c で超電導性は破壊されるだろうと予測される。正確にいうと、 H_c は磁氣的圧力に抗して磁場を外に押し出していることに伴う単位体積あたり $H^2/8\pi$ のエネルギーと凝縮エネルギーとを等しいと置くことで決められる。すなわち

$$\frac{H_c^2(T)}{8\pi} = f_n(T) - f_s(T) \quad 2.1$$

ここで f_n と f_s は二つの相での単位体積あたりの Helmholtz の自由エネルギーである $H_c(T)$ は図に示したように、実験的には放物線的關係

$$H_c(T) \approx H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad 2.2$$

でよく近似されることが見つかった。ゼロ磁場中では臨界温度での転移は 2 次の相転移があるが、磁場中では 1 次になる。つまり系の熱力学的状態に不連続な飛びがあり、潜熱を伴う。

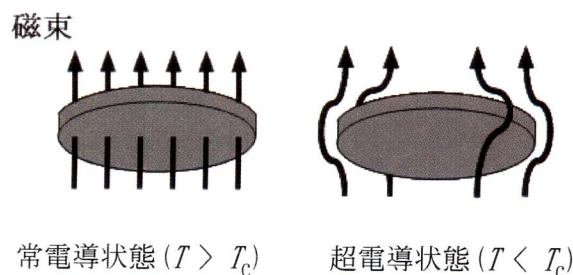


図 2-1 マイスナー効果

2.3 磁気特性

2.3.1 第一種超電導体と第二種超電導体

超電導体は磁場に対する振る舞いによって第一種超電導体と第二種超電導体の二種類に分けられる。第一種超電導体では、外部磁場 H が臨界磁場 H_c に達するまでマイスナー状態を維持するが、臨界磁場を超えると突如超電導状態から常電導状態に転移し、磁場が浸入する(図 2-2)。一方、第二種超電導体では、下部臨界磁場(H_{c1}) と上部臨界磁場(H_{c2}) が存在し、 H_{c1} までは完全反磁性を示すが、この磁場を境に外部磁場が部分的に侵入し始め、磁化は連続的に変化し上部臨界磁場で常電導状態となる。このとき侵入した磁場は量子化され、量子化磁束と呼ばれる。量子化磁束の中心部では超電導体は常電導状態であり、コヒーレンス長(ξ) 程度で常電導状態から超電導状態に変化し、磁場は磁場侵入長(λ) にわたって広がっている。量子化磁束 ϕ_0 の大きさは

$$\phi_0 = 2.0678 \times 10^{-15} \quad [\text{Wb}] \quad 2.3$$

である。このとき磁束の周りを、ほぼ半径 λ の範囲で遮蔽電流(渦電流)が還流している。この遮蔽電流は超電導電流となっている。超電導体内に磁束が侵入した状態では、超電導状態と常電導状態が共存しているので混合状態と呼ばれる。外部磁場が強くなるに従い、磁束の数が増え、反磁性が弱くなる。混合状態は超電導体が磁束で埋め尽くされる H_{c2} まで続く。一般に H_{c2} は非常に高いので、強い磁場のもとでも超電導状態を利用できることになる。 λ と ξ の比

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi} \quad 2.4$$

を G-L パラメータと呼び、このパラメータの値により超電導体の種類が決定される。

$\kappa < 1/\sqrt{2}$ のとき第一種、 $\kappa > 1/\sqrt{2}$ のとき第二種となる。

高温超電導体を含めて実用の多くの超電導体は第二種の超電導体である[21]。

2.3.2 ピン止め効果

混合状態にある第二種超電導体に外部から電流を流すと、磁束線は電流密度 J と磁束密度 B の相互作用により J と B に垂直な方向にローレンツ力

$$F_L = J \times B \quad 2.5$$

を受けて動きだす(図 2-4)。この時、磁束線の速度を v とすると、電流の方向に電圧(電場 E)

$$E = B \times v \quad 2.6$$

が発生する。これは超電導体が

$$\rho_f = \frac{E}{J} = \frac{B_v}{J} \quad 2.7$$

の抵抗をもつことと等価であり、外部電流に対して完全導電性(ゼロ抵抗)が失われ損失が生じることを意味する。第二種超電導体の混合状態において、磁束線の定常的な運動を磁束フローと呼び、 ρ_f をフロー比抵抗という。磁束フローが起こっている状態では臨界電流密度 J_c はゼロとなる。

ところが、超電導中に常電導の析出物や空孔等があると、磁束線は超電導相部分にいるよりも常電導相にいる方が凝縮エネルギー分だけエネルギー的に得をすることになり、磁束線を常電導相部分から超電導相部分に移動させるためには余分なエネルギーが必要となる(図 2-4)。そのため磁束線は常電導相部分に捕捉され、磁束線の運動が止められる。この作用をピン止めという。また常電導析出物、空孔、結晶粒界、転移等のピン止めの作用をする欠陥や不均質部分をピン止め点、ピン止め点が磁束線を捕捉する力をピン止め力 F_p という。超電導体中にピン止め点が存在することにより、電気抵抗ゼロを実現することができる。ピン止め力は摩擦力に似た振る舞いをし、ローレンツ力がある臨界値(F_p)を越えるまでは磁束線を捕捉できるが、それを越えると磁束線がピン止め点から外れて磁束フローが起こる。ローレンツ力の臨界値を与える電流密度が混合状態における臨界電流密度 J_c となる。より高い J_c を得るためには強力なピン止め点が必要となる。

ピン止め点を含む第二種超電導体を不均質第二種超電導体といい、これに対し、ピン止め点を含まない純粋な第二種超電導体を理想的第二種超電導体という。ピン止め点の存在により、不均質第二種超電導体の磁化曲線はヒステリシスを描き、 J_c は H_{c2} まで有限の値をとる。

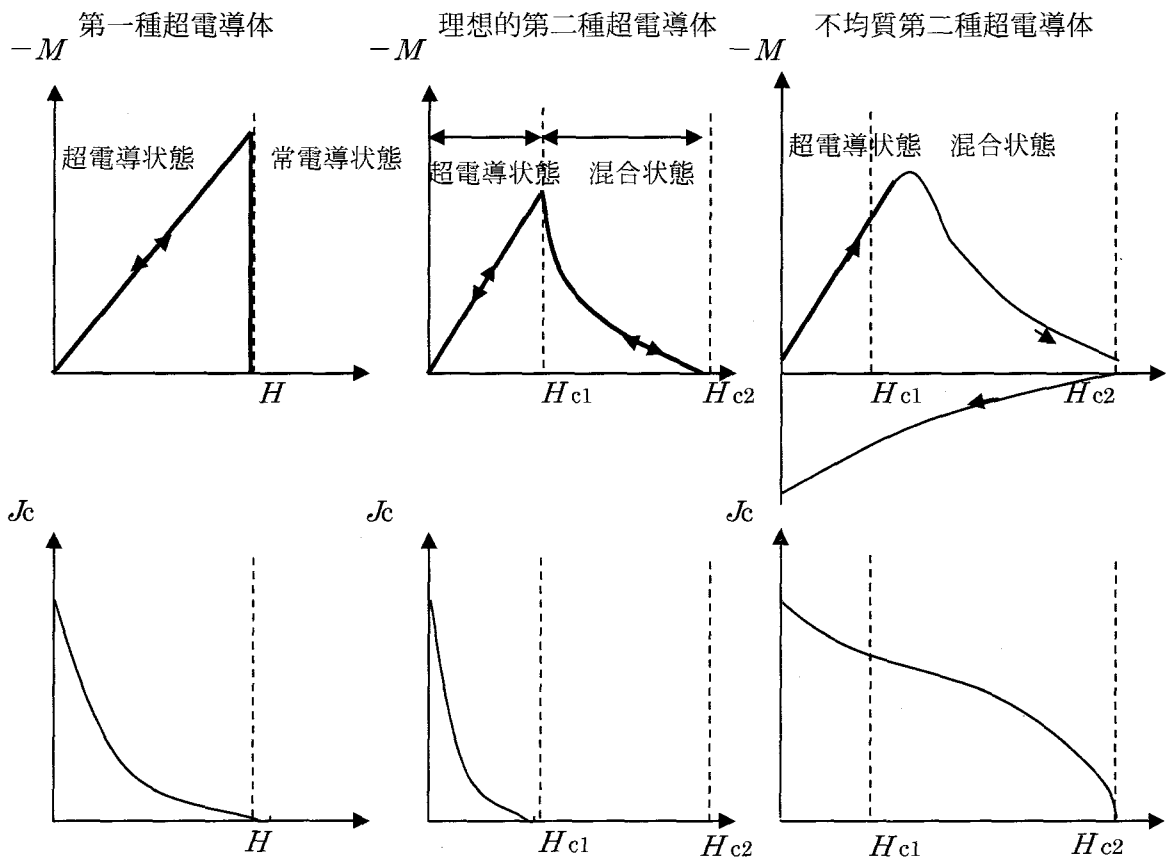


図 2-2 第一種超電導体と理想的、不均一第二種超電導体の磁化曲線と臨界電流密度 J_c の外部磁場 H_c に対する変化

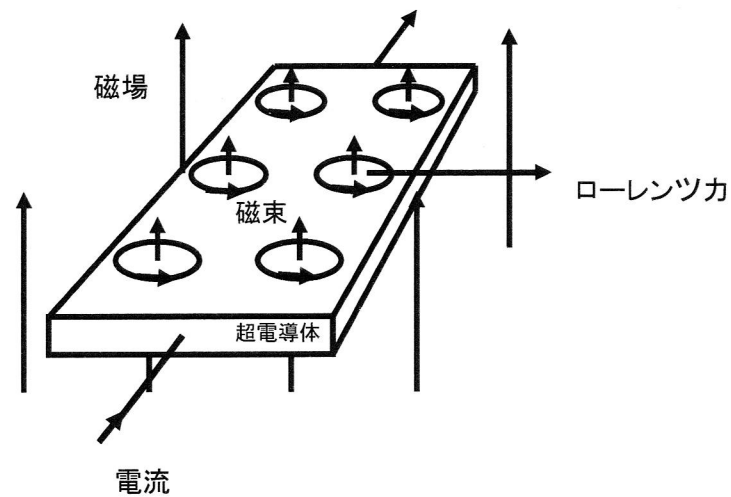


図 2-3 磁場中にある第二種超電導体に電流を流したときの模式図

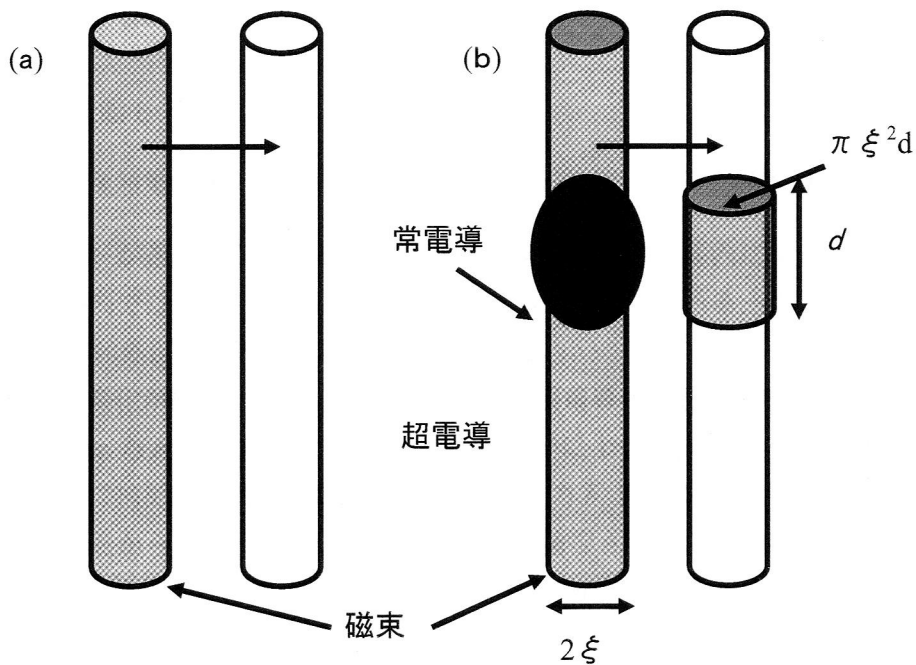


図 2-4 常電導析出物による磁束のピン止め機構を表す模式図,

(a)均質な超電導体内部では磁束線が動いてもエネルギーの変化がないので、磁束は力を受けて自由に動く。(b)常電導部分があると、磁束がそこに位置することにより常電導部分の体積に相当する凝集エネルギー分だけ超電導体全体の自由エネルギーが低くなる。その結果、その部分から動こうとする余分なエネルギーが必要となり、磁束はピン止めされることになる。

2.3.3 磁束クリープ

Lorentz 力が働いてない状態においてもピン止め点に捕捉された磁束線は、有限の温度では熱的に誘起され、ある確率でピン止め点から外れて移動する。この現象は一部の磁束線の不連続な運動であり磁束クリープと呼ぶ。この磁束クリープにおける磁束の移動は Lorentz 力による磁束線全体の連続的な運動である磁束フローとは異なる。

磁束クリープが起これるとバルクに捕捉された磁束の密度が時間とともに減少する。このときのバルクの磁化 M の時間変化は $t \gg t_0$ として近似的に

$$M(t) = M(t_0) \left[1 - \alpha \ln\left(\frac{t}{t_0}\right) \right] \quad 2.8$$

$$\alpha = \frac{k_B T}{U_0} \quad 2.9$$

で表される。 k_B は Boltzmann 定数、 U_0 は電流が流れていないときのピン止め点のポテンシャルエネルギーである。 α は緩和率といい、温度 T が低いほどまたポテンシャルエネルギーが高いほどクリープしにくい。

2.3.4 臨界状態モデル

理想的第二種超電導体では磁束線同士が互いの磁気圧による反発力 $B^2/(2\mu_0)$ にて反発する。

自由エネルギーが最小となるように三角格子を組み、超電導体内に均一に分布する。しかし第二種超電導体内ではピン止め点により磁束線の移動が妨げられる。このため超電導体の磁束密度 B は超電導体外部から内部にむかって減少する。

外部磁場の変化が緩やかな場合の不均一第二種超電導体の磁束密度 B の空間分布は磁束線にかかる Lorentz 力 F_L とピン止め力 F_p との釣り合いによって決まる。

ピン止め点に捕捉された磁束にかかる Lorentz 力 F_L がピン止め力 F_p より上回った場合、磁束はピン止め点から飛び出し、他のピン止め点に捕捉され新たに磁束分布を形成する。またこのとき磁束フローが起こり超電導体の温度は上昇する。

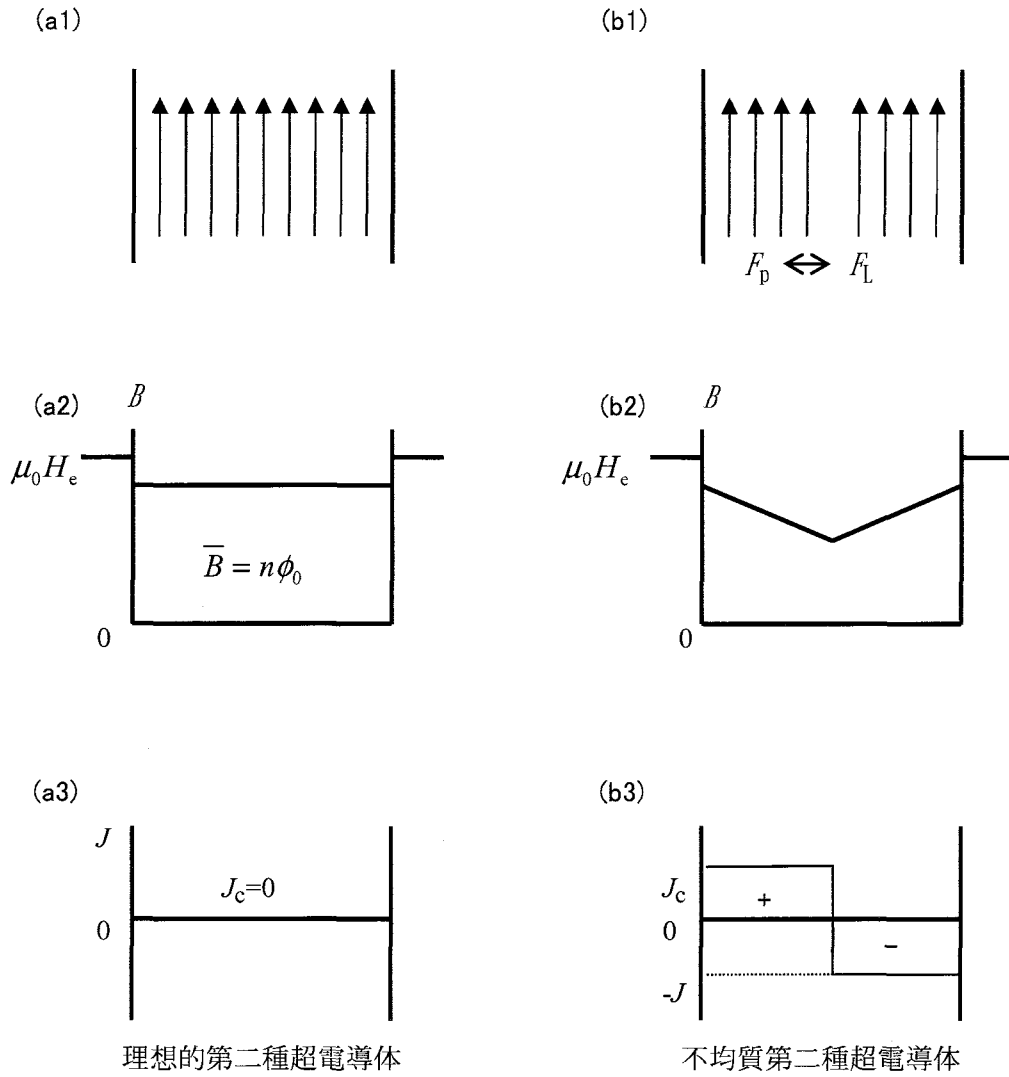


図 2-5 理想的第二種超電導体と不均質第二種超電導体の混合状態における
(1)磁場の侵入状態を表す模式図、(2)磁束密度分布(3)電流密度分布

(b)では、外部磁場がゼロから $\mu_0 H_e$ になってローレンツ力 F_L とピン止め力 F_p がつりあっている状態を示した。この時、試料内の磁束密度 B は直線的に変化する。

臨界状態の場合、磁束の速度を v 、Lorentz 力 F_L を

$$F_L = |J \times B| \quad 2.10$$

とすると

$$J \times B = F_p \frac{v}{|v|} \quad 2.11$$

と表せる。

また Maxwell 方程式

$$\text{rot} \frac{B}{\mu_0} = J \quad 2.12$$

超電導体中での物質方程式

$$B = \mu_0 H \quad 2.13$$

から(2.11)式は

$$\frac{1}{\mu_0} \text{rot} B \times B = F_p \frac{v}{|v|} \quad 2.14$$

となり、不均一第二種主超電導体ではピン止め点が存在するため $\text{rot} H$ はゼロではなく空間的に変化し

$$J_c \equiv \frac{1}{\mu_0} \text{rot} B \quad 2.15$$

(2.15)で表される輸送電流が流れる。ピン止め力の釣り合う最大の電流密度が流れている状態を臨界状態にあるといいそのときの電流を臨界電流密度 J_c という。

磁束の運動により超電導体に誘起される電界は

$$E = B \times v \quad 2.16$$

(2.11)式と B の外積をとると

$$B \times (J \times B) = F_p \frac{E}{|v|} \quad 2.17$$

J と B は直交するので $J \cdot B = 0$ である。

よって

$$J |B|^2 = F_p \frac{E}{|v|} \quad 2.18$$

$$J = F_p \frac{E}{|B|^2 |v|} \quad 2.19$$

また v , B , E は直交するので $|E| = |B||v|$ である。最終的に巨視的電流 J は

$$J = F_p \frac{E}{|B||E|} \quad (E \neq 0) \quad 2.20$$

であらわされる。

$|E| = 0$ の場合は $B = 0$ または $v = 0$ が成立し、前者の場合は磁束が存在せず、巨視的電流も存在しない。また後者の場合は磁束の運動が起こらないため超電導電流はゼロではないが時間的変

化は起こらない。よって $|E| = 0$ の場合

$$\frac{\partial J}{\partial t} = 0 \quad (E = 0) \quad 2.21$$

J_c は磁場に依存することがわかっており、 J_c の磁場依存性を、磁束線が侵入しているあらゆる領域で最大の J_c が流れ、それより小さな電流密度をとらないという仮定で超電導体内の磁束密度の変化を記述するモデルを臨界状態モデルという。臨界状態モデルとしては以下のようなモデルが提案されている。

Bean モデル

ピン止め点が点状でかつピン止め点の密度が磁束線の密度 B/ϕ_0 に比べて充分大きい場合は侵入した磁束線はすべてピン止めされる。よって $F_p(B)$ は B に比例する。このときの J_c は

$$J_c = C \quad (\text{一定}) \quad 2.22$$

となる。

Silcox-Rollins モデル

ピン止め点の数が少なく磁束格子がやわらかい場合すべてのピン止め点が有効に働くため $F_p(B)$ は一定となる。よって(2.11)式より

$$J_c \cdot B = C \quad (\text{一定}) \quad 2.23$$

となる。

Irie-Yamafuji モデル

$$J_c \cdot B^{1-r} = C \quad (0 \leq r \leq 1) \quad 2.24$$

で表されるモデルで上記二つのモデルはこの二つのモデルの両極端の場合を表す。また結晶粒界面や大きな析出物がピン止め点として働く実用的な超電導物質は $r = 1/2$ であたえられる Yaskocuhi モデルによく従うことが知られている。

ピン止め力の磁場依存性がわかれば $J_c(B)$ が決まり式(2.14)より超電導体内部の B の分布を求めることが可能である。

2.4 超電導体の磁化過程

超電導体の磁化過程を Bean の臨界モデルを用いて考える。 z 方向に無限に伸びる直径 $2a$ の円柱状の超電導体 (図 2-6) に外部磁場 H_e を z 軸にかける。 y - z 平面上では電磁量は一様で x 軸方向のみ変化するとする。このとき磁束線は x 軸方向に動く。 $J_c = \text{一定}$ から

$$\frac{\partial B}{\partial x} = \pm \mu_0 J_c \quad 2.25$$

これにより、超電導体内部の磁束密度勾配は臨界電流密度に比例する。反磁性表面電流による影響は無視できるので表面での境界条件は $B(\pm a) = \mu_0 H_e$ となり初磁化過程における B の分布は

$$B(x) = \begin{cases} \mu_0 H_e - \mu_0 J_c (x + a) & (-a \leq x \leq 0) \\ \mu_0 H_e + \mu_0 J_c (x - a) & (0 \leq x \leq a) \end{cases} \quad 2.26$$

となる。

外部磁場を H_M まで増加させた後減少させると、磁束線は表面に近くにあるものから順に外部に抜けていきその変化が内部に伝わっていく。

超電導円柱の磁化は外部磁場を H_e として次式で定義されている。

$$M = \frac{1}{2a} \int_{-a}^a [B(x) - \mu_0 H_e] dx \quad 2.27$$

初磁化過程において磁束が平板の中心 ($x=0$) に達するときの外部磁場を中心到達外部磁場 H_p

と呼び

$$H_p = J_c a \quad 2.28$$

となる。

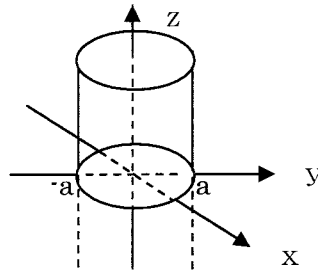


図 2-6 直径 $2a$ の無限遠円柱

式(2-27)を解くと初磁化過程の磁化 $M \uparrow$ と減磁過程の $M \downarrow$ は

$$M \uparrow = \frac{\mu_0}{3H_p^2} (H_e - H_p)^3 - \frac{\mu_0}{3} H_p \quad (0 \leq H_e \leq H_p) \quad 2.29$$

$$= -\frac{\mu_0}{3} H_p \quad (H_p \leq H_e) \quad 2.30$$

$$M \downarrow = -\frac{\mu_0}{12H_p^2} (H_e - H_M + 2H_p)^3 + \frac{\mu_0}{3} H_p \quad (H_M - 2H_p \leq H_e \leq H_M) \quad 2.31$$

$$= \frac{\mu_0}{3} H_p \quad (H_e \leq H_M - 2H_p) \quad 2.32$$

以上から図 2-7 のヒステリシス曲線が得られる。外部磁場 H_e をゼロに戻したとき最大値 $((1/3)\mu_0 H_p)$ まで完全に磁化するには印加磁場 H_M が $2H_p$ 以上必要である。

2.5 捕捉磁場分布

(2.25) 式で示したように Bean モデルのよると超電導体内部の磁場勾配は $\mu_0 J_c$ に等しくなる。したがって直径 $2a$ の無限長の円柱状高温超電導体に捕捉される磁場は円錐状になり、その中心部に最大値

$$H_{\max} = \mu_0 J_c a \quad 2.33$$

をとる。最大捕捉磁場は試料の半径と J_c に依存する。

この円錐状の磁場分布は超電導電流が試料全体にわたり均一に流れるときにのみ実現される。試料内に粒界などの弱結合がある場合はピークの低い山が多数現れる分布をとる。実際の試料は有限の長さを持ち弱結合等が存在するので最大捕捉磁場は $\mu_0 J_c a$ より小さくなる。

捕捉磁場は試料内を電流密度 J_c の超電導電流が試料全体にわたり均一に流れる場合と仮定できる。このとき長さ l の試料中心から z の距離だけ離れた位置の磁場 $B_T(Z)$ は

$$B_T(Z) = \frac{\mu_0}{2} J_c \left[(z+l) \ln \frac{a + \sqrt{(z+l)^2 + a^2}}{z+l} - z \ln \frac{a + \sqrt{z^2 + a^2}}{z} \right] \quad 2.34$$

係数の $1/2$ は z 軸に垂直な表面が存在することに起因する。特に試料表面 ($z=0$) では

$$B_T(0) = \frac{\mu_0}{2} J_c l \ln \left[\frac{a}{l} + \sqrt{1 + \left(\frac{a}{l}\right)^2} \right] \quad 2.35$$

よって試料表面に捕捉できる磁場の最大値は $(1/2)\mu_0 J_c a$ であり、 $l/a \rightarrow 0$ になるにしたがって減少する。

磁場分布は永久磁石が全体において均一な錐台状であるが、超電導バルク磁石は前述の理由により磁束分布は円錐状である。また磁束分布の形状の違いを反映して試料中心から z の距離だけ離れた位置の磁場 $B_T(Z)$ は永久磁石に比べて z の増加により急激に減少する。

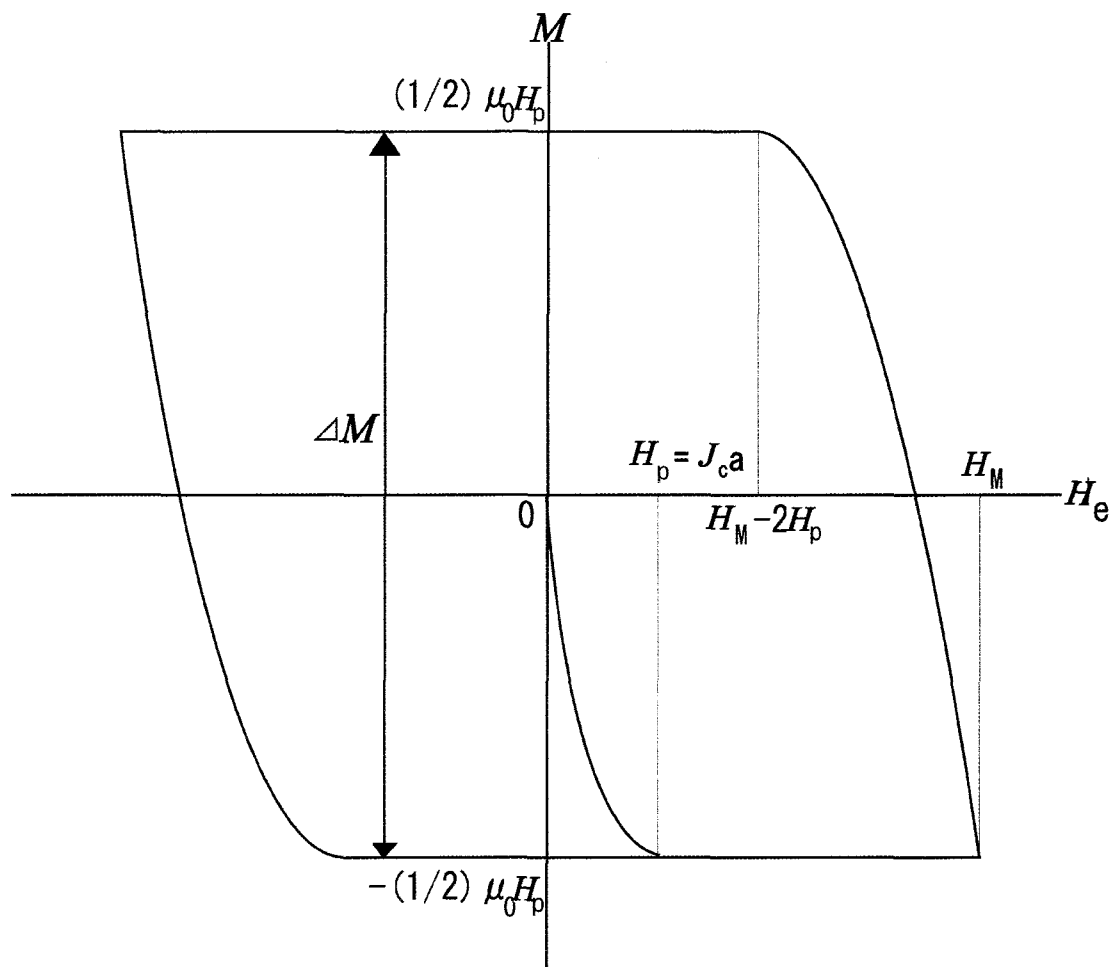


図 2-7 幅 $2a$ の無円柱試料における Bean モデルに基づく磁化曲線。ヒステリシスの幅 ΔM は臨界電流密度 J_c と試料幅 $2a$ に比例する。

第 3 章 バルク高温超電導体

3.1 バルク超電導体

超電導体は材料として大きく分けると、薄膜、線材、バルク体の 3 つに分類できる。それぞれにおいて、様々な製品が開発され、すでに実用段階に入っているものもある。本節では、本研究に用いる超電導体の単一結晶の塊であるバルク体について記述する。

3.1.1 バルク体の結晶構造

最も代表的な Y 系バルク高温超電導体について記述する。1986 年、30 K に T_c を持つ La-Ba-Cu-O 系銅酸化物超電導体の発見とそれに続く、1987 年の $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($T_c = 90 \text{ K}$) の発見以来、高い T_c を示す銅酸化物超電導体が発見されてきた。これまでの銅酸化物超電導体のうちいくつかの代表的な構造を示すと、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Y-123) を始めとする酸素欠損ペロブスカイト構造、 M_2O_2 ($\text{M} = \text{Bi}, \text{Tl}$) 層の間にペロブスカイト層をはさんだオウリビリウス相に類似した構造などがあげられる。これら銅酸化物超電導体は、 MCuO_3 ($\text{M} = \text{ランタノイド元素、アルカリ土類元素}$) で表されるペロブスカイト構造を基本としており、いずれもその結晶中に電導平面と考えられている CuO_2 二次元平面を有し、その面間をブロック層と呼ばれる電荷供給層が占める基本構造をとる (図 3-1)。このような基本構造を有することが高温超電導体の特徴であり、その超電導特性に大きな異方性を生じる原因ともなっている^[22]。

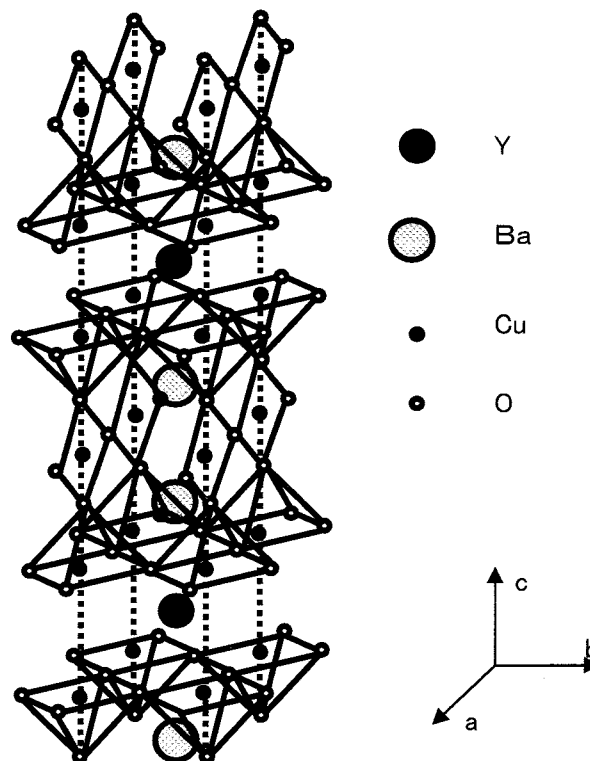


図 3-1 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ の結晶構造

3.1.2 バルク超電導体の結晶成長

熔融成長した $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (RE : 希土類元素) バルク超電導体は単一の種結晶から成長するので、バルク体には4つのa軸成長領域(a-GS)と1つのc軸成長領域(c-GS)が存在する。一般的に、成長領域は Growth Sector (以下 GS)、成長領域境界は Growth Sector Boundary (以下 GSB) と呼ばれている。そのためバルク体は強い結晶異方性を持ち結晶組織が場所ごとに異なるため、場所に依存する超電導特性が現れる。[23]

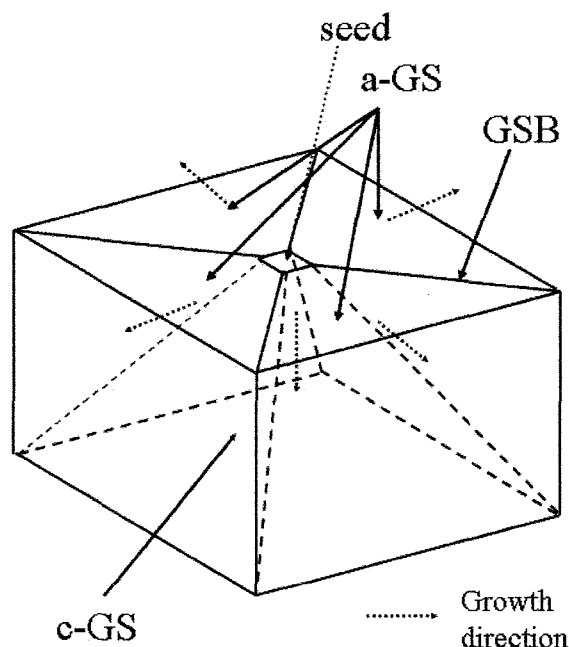


図 3-2 バルク超電導体の結晶成長

3.1.3 高電流密度化

バルク体の作製方法として、発見当初は通常のセラミックスと同様の焼結法によって作製されていた。焼結法は作製が容易で、電気抵抗測定でも比較的簡単に抵抗ゼロを確認できたため広く利用されていた。しかし、その J_c は低く、実用化には及ばなかった。これは、合成された焼結体が多結晶体であるため、空孔等の多くの欠陥や結晶粒界が弱結合となって超電導電流を妨げていたのが原因である。さらに、結晶構造の異方性により大きな傾角をもった粒界自体が超電導結合を弱めるという高温超電導体に特有の性質がある。

以上のことから、高 J_c 化を狙うために次のプロセスが必要となる。

- ・ 緻密化
- ・ 単一粒結晶体の作製
- ・ 結晶粒の単一方位性
- ・ 最適なピン止め点の導入

Y-Ba-Cu-O 系超電導体における熔融法はこれらを満足するプロセスとして開発されたものであり、種々の改良を重ねた結果、現在までに実用レベルの J_c をもつ大型のバルク体の作製が可能となってきている。

3.2 バルク高温超電導磁石の形成

バルク高温超電導体単体での磁場応用として超電導バルク磁石がある。超電導体に磁場を捕捉させて磁石にするという概念は、第二種超電導体の発見当初から考えられていた。超電導体が磁場を捕捉する現象は 1970 年代に研究が進められたが、熱的不安定性から生じるフラックスジャンプや機械的強度の欠如が実用化の壁となっていた。その後、高温超電導体が発見され、その高い T_c に加え、比熱や不可逆磁場が大きいことが明らかになると、フラックスジャンプが起りにくいという磁石の安定性と、液体窒素を用いた簡便な装置で超電導が実現できるという点から、バルク磁石実現性が注目されるようになった。また、熔融法の発展により、高い J_c をもった単一結晶粒から成る大型の Y-Ba-Cu-O 系バルクが作製できるようになり、捕捉磁場の大きいバルク磁石が実際に作られるようになった。バルク磁石は、ピン止め効果を利用したもので、超電導バルク体を磁化させ、バルク体がピン止め点に磁束を捕捉することにより外部に磁場を発生して擬似永久磁石として振舞うことを利用したものである。バルク磁石は永久磁石に比べて遙かに強い磁場が得られるため、利用価値が高い。バルク高温超電導体は高温超電導線材コイルのように一定の電流を流し続ける必要はなく、低温を保つ限り大きな磁場を保持することが可能である。しかしながら、超電導状態に移行した後、外部から何らかの方法で磁場を超電導体に与えピン止め点に磁束を捕捉させることにより磁化する必要がある。超電導体に磁束を捕捉させる方法としては以下の静磁場着磁法とパルス着磁法が挙げられる。

3.2.1 静磁場着磁法

静磁場着磁法による着磁方法は Field Cooling(以下 FC) と Zero-Field Cooling(以下 ZFC) の二種類ある。FC 法は現在バルク体に対する着磁法で最も大量の磁束を捕捉可能な着磁法である。FC は、磁場を印加しながら超電導遷移温度以下に冷却する着磁法である(図 3-3)。このとき、バルク体は超電導状態ではなく常磁性であるので印加した磁場は超電導体を貫通する。この状態で超電導体を臨界温度以下まで冷却し磁束をピン止め点に捕捉させてバルク体を磁化させる。

FC では超電導体を磁化させるために中心到達外部磁場 H_p の印加磁場が必要である。ZFC は、バルク体をゼロ磁界中で臨界温度以下に冷却して超電導状態にし、その後静磁場を印加する。磁場は超電導の縁より内部に侵入していく。この場合、浸入した磁場は超電導体の表面近傍でピン止めされるため、超電導体をすべて磁化させるには最低 $2H_p$ の印加磁場が必要になる。

静磁場着磁では印加磁場の変化がゆるやかであるため、バルク体に多くの磁束を捕捉が可能である。しかし、高磁場を長時間印加するために超電導コイルを使用した大規模な電磁石が必要であり、機器応用の面において難点がある。

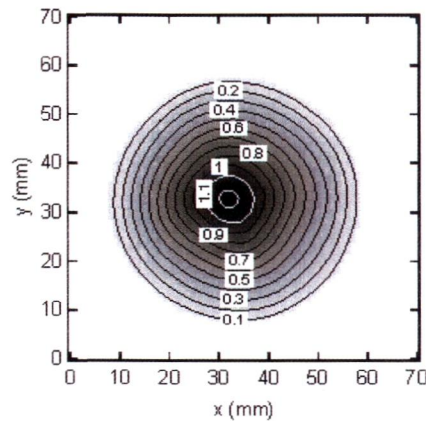


図 3-3 静磁場着磁における捕捉磁束密度分布

3.2.2 パルス着磁法

パルス着磁法は、バルク体を超電導遷移温度以下に冷却した後、周囲に配置した着磁用コイルにパルス状の電流を通電し、バルク体に対し短時間に下部臨界磁場を越える大きなパルス磁場を与えることにより、磁束線を侵入させ、ピン止め点に磁束を捕捉させる方法である。コイルへの通電は短時間で済むため小型コイルで大きな磁場を発生することができる。この方法を使用すると着磁コイルを超電導バルクと共に装置の中に組み込むだけで、その場でコンパクトに着磁を行ってバルク超電導磁石を得ることが可能となる。

パルス着磁法では外部磁場が短時間で変化する。外部磁場変化の緩やかな静磁場着磁法の場合には磁束線に働く力は Lorentz 力とピン止め点の二つの力を考慮すればよい。しかし磁場変化率の高いパルス着磁法では前章 2.3 で述べた磁気特性の他にも考慮しなければならない要因が出てくる。この要因については次節にて述べる。

3.3 パルス着磁法の着磁特性

パルス着磁では GS と GSB において着磁特性が異なることが報告されている^[24]。印加磁場が小さい場合は、磁束線は GS に捕捉され、GSB 領域にはほとんど捕捉されない。しかし、ある程度大きな磁場を印加すると逆に磁束線は GS よりも GSB 領域に捕捉される。さらに強い磁場を印加すると全体的に磁束量が減少してしまう。これは巨大な時間的磁場勾配と試料内の局所的な J_c の違いによって磁束線が侵入領域を選択していること、加えて発熱により、特に GS の捕捉磁場の減少が起きている。バルク体への磁束線の侵入については H. Ishihara ら^[25]が、バルク表面にホールセンサを用いることにより、磁束線はピン止め力の弱い GS から侵入し、ピン止め力の強い GSB 上に捕捉される傾向があることを確認している。また、着磁時のバルク体の発熱についても多くの報告がされており^[26, 27, 28]、バルク体表面では GSB よりも GS の方が、また、バルク体の中心部よりも周囲部の温度上昇が高くなることが確認されている。これは GS のサブグレインが大きく影響していると考えられている。パルス着磁では強磁場を印加すると小傾角粒界であるサブグレインが弱結合となりそこから磁束線が侵入するためである。しかし、逆にそのような欠陥が磁束の侵入経路となるのでパルス着磁に必要であるという報告もある^[29]。

3.4 粘性力

外部磁場の変化が緩やかな場合には磁束線に働く力として、ローレンツ力 F_L とピン止め力 F_p のみを考慮すればよいが、磁場変化率の大きいパルス磁場の場合にはさらに次式で表される粘性力 F_v を考慮することが必要になる。粘性係数 η 、量子磁束($=2.06783461 \times 10^{-15}$ Wb)、 v を磁束線の速度とすると

$$F_v = -\eta \frac{|B|}{\phi_0} v \quad 3.1$$

が得られる。

パルス磁場が印加された場合臨界状態式 $J \times B + F_p = 0$ の代わりに

$$F_L = F_p + F_v \quad 3.2$$

が成り立つ。

静磁場着磁では磁場の時間変化率が低いので磁束線の動き v はほぼゼロとみなすことができ試料内の磁束密度 B の変化は $\mu_0 J_c$ の勾配で変化する。しかし磁場の時間変化率が高いパルス着磁法では粘性力 F_v の依存率が高くなり磁束密度 B は直線的に変化しない。

粘性力は磁束線の速度に比例し、パルス着磁の増磁過程において磁束線は外側から内側に向かって侵入するので磁束線の速度は試料側面から中心に向かうに従って減少し、試料中心ではゼロになる。このときの試料内の磁束密度分布は勾配が周辺で最も急で中心に向かうごとに緩やかになる。従って同じ印加磁場でもパルス磁場のほうが静磁場よりも試料に侵入する磁束が少なくなる。よって静磁場着磁法よりもパルス磁場着磁の方が完全磁化するためには大きな印加磁場が必要となる。[30]

3.5 発熱

捕捉磁場特性に大きな影響を与えるのは磁束線の運動による熱の発生である。熱の発生は、外部磁場によって磁束線にローレンツ力がかかり、粘性力とピン止め力に逆らって移動することで発生する粘性損失とピン止め損失に起因している。粘性損失 W_v は粘性力 F_v と磁束線の速度 v との内積によって表される。外部磁場が加わることによって発生するローレンツ力により磁束線は粘性力とピン止め力に逆らって移動する。この移動に伴って粘性損失とピン止め損失が発生し、試料内部で発熱が起こる。粘性損失 W_v は粘性力 F_v と磁束線の速度 v との内積によってあらわされる。

$$W_v = F_v \cdot v = \frac{\eta |B| v^2}{\phi_0} \quad 3.3$$

粘性損失 W_v は速度 v の二乗に比例するので磁束線の急激な運動をするパルス磁場においては粘性損失 W_v による発熱が支配的になる。磁束線の速度 v はパルス波形の立ち上がり勾配 $\partial H / \partial t$ に比例する。パルスの立ち上がり時間は印加磁場の大きさには依存しないので、印加磁場の増大とともに $\partial H / \partial t$ も増加する。よって印加磁場が大きくなるとともに試料内の温度上昇も大きくなる。式より B や v の増加により発熱量が上昇することがわかる。発熱量が上昇するとバルク体の J_c が低下し粘性力 F_v とピン止め力 F_p の和（シールド力）が小さくなり、ローレンツ力 F_L がこれを上回ることによって磁束線が激しく運動する。
[31, 32, 33, 34]

パルス着磁法ではこの発熱の影響で静磁場着磁法に比べ捕捉可能な磁束量は少ない。しかしながら、常電導体である銅コイルを着磁に用いるので静磁場着磁法に比べ超電導マグネットのような大きな装置を必要としない。

このことから、バルク体の機器応用の面から本研究で開発したモータのバルク体への着磁はパルス着磁法を採用した。

第 4 章 同期モータ導入のための着磁法

4.1 同期モータ導入のための着磁システム

Gd 系バルク高温超電導体の同期モータシステムへの実装を目指し、それに適した着磁方法として、大規模な着磁システムを必要としないパルス着磁法を採用した。

加えて機器応用の観点から、モータの回転磁界を構成する電機子コイルに注目し、この集中巻き線電機子コイル(渦巻き型コイル)を着磁コイルに併用する機構(図 4-1)を考案した。着磁時はバルク体を両面から電機子コイルで挟んで着磁を行う。これにより、着磁用のコイルを別途用意する必要がなく機器構造の簡略化が可能となる。

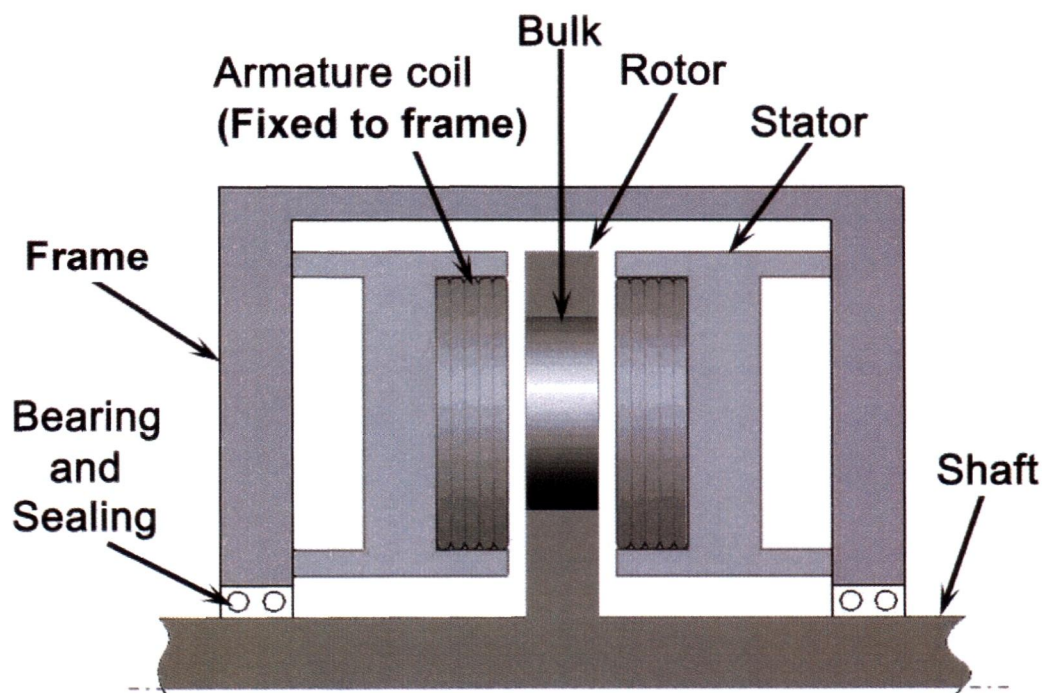


図 4-1 電機子によるパルス着磁機構

4.2 渦巻き型コイルを用いたパルス着磁

一般的にパルス着磁法には着磁コイルとして中空円筒型のソレノイドコイルが用いられる。着磁時は図 4-2 のようにコイル内部にバルク体を挿入し、ソレノイドコイルの発生する比較的均一な磁場によって磁化される。渦巻き型コイルを用いたパルス着磁法においては、バルク体に図 4-3 のような磁束密度分布の磁場が印加される。図 4-4 のように渦巻き型コイルを対に配置し、パルス電流を印加した時の発生磁場分布の計算を行なった結果を図 4-5 に示す。このように印加磁場は従来のソレノイドコイルと異なり空間的に分布差がある。このため、従来のパルス着磁法とは異なる着磁特性を示す可能性がある。

考案した対向する渦巻き型コイルを用いたパルス着磁法の有効性を実証するため、機器外での実証実験を行ない、着磁特性の評価を行った。まず、渦巻き型コイルのパルス着磁における有効性を明らかにするために、直径 33 mm、高さ 24 mm 円柱試料の着磁を行い、着磁特性を調べた。次に本研究で製作したモータの界磁子として使用する直径 60 mm、高さ 20 mm の円柱試料において着磁試験を行なった。併せて渦巻き型着磁コイルによる着磁プロセス、すなわちバルク体への磁束線の侵入過程の解明を目的としパルス着磁中の局所磁束密度の測定を行った。加えて、一般的に着磁コイルとして用いられるソレノイドコイルでのパルス着磁との比較を行なうためソレノイドコイルを作成し着磁、捕捉磁場分布を測定比較した。

またバルク体を高効率に着磁させるかが機器性能を支配するため、バルク体を高効率に着磁する方法を探索した。これまでのパルス着磁法としては、IMRA 法^[35,36]が知られているが、これは多数のパルス磁界をその強度を弱めつつ印加してゆく方法である。本研究では対向配置した渦巻き型コイルを用い、印加パルス磁場を変化させて、単発または数回のパルスを印加することによって高効率の着磁をめざした。

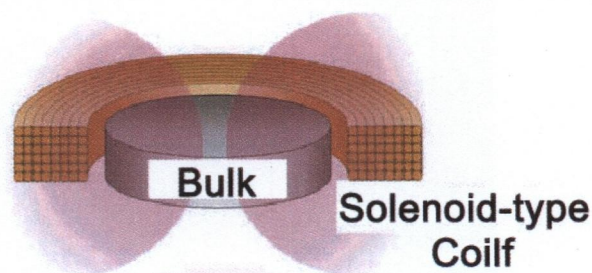


図 4-2 従来のパルス着磁

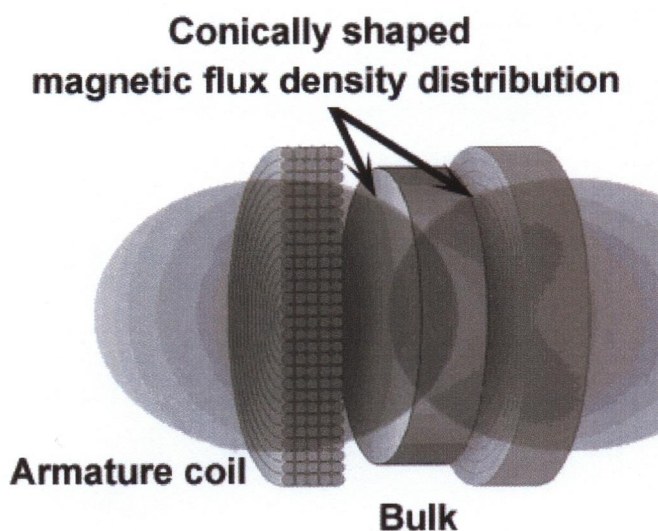


図 4-3 渦巻き型コイルの発生磁場

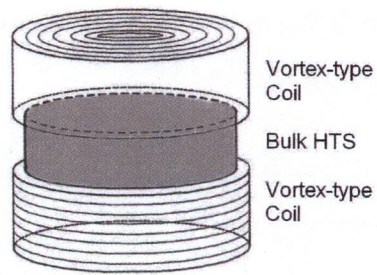


図 4-4 パルク体と着磁コイルの配置

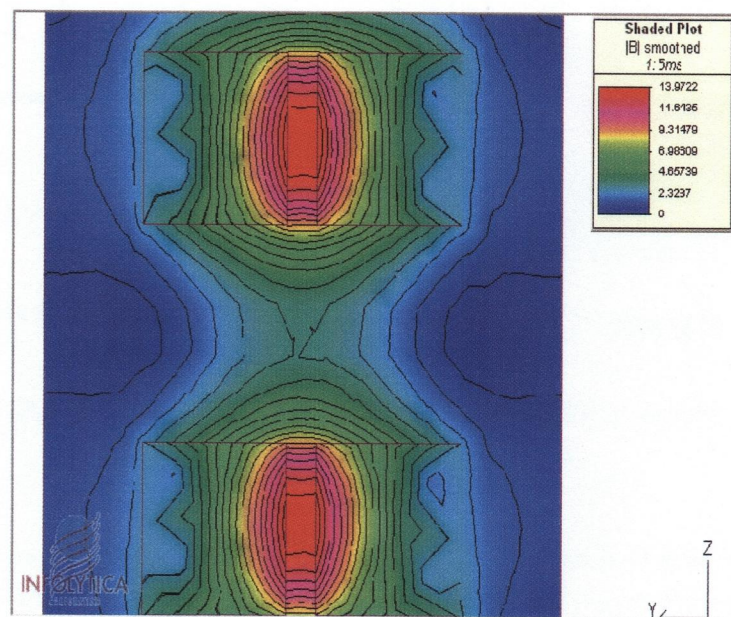


図 4-5 対向する渦巻き型コイルによる発生磁束密度分布

4.3 パルス着磁システム

渦巻き型コイルを用いたパルス着磁実験システムの概要を図 4-6 に示す。

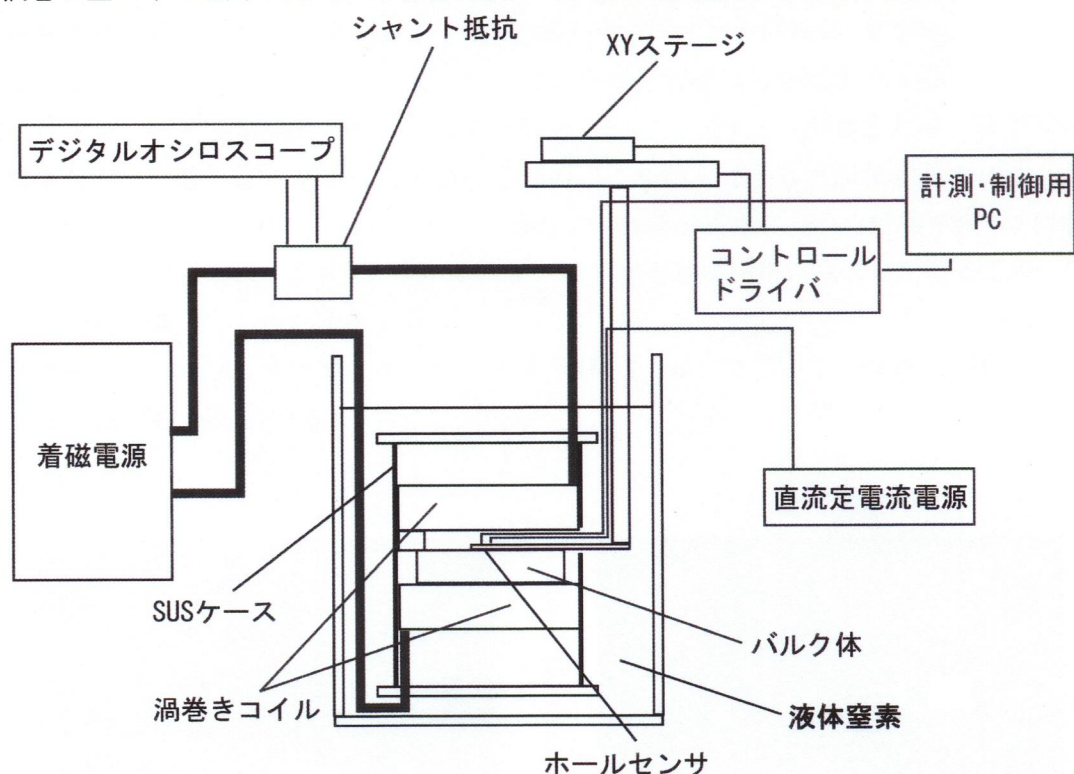


図 4-6 対向渦巻きコイルを用いた大電流パルス着磁方法による実験システム概要

4.3.1 実験試料

試料は直径 33 mm 高さ 24 mm の超電導工学研究所製 Gd·Ba·Cu·O 超電導バルク材料^[3 7]と、モータの回転子に導入する物と同様の直径 60 mm 高さ 20 mm の新日鉄製 Gd·Ba·Cu·O 超電導バルク材料(仕込み組成 $\text{Gd}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$ 70.9 wt.%, $\text{Gd}_2\text{Ba}_1\text{Cu}_1\text{O}_{5.0}$ 19.2 wt.%, Pt 0.5 wt.%, Ag 9.4 wt.%)を使用した。

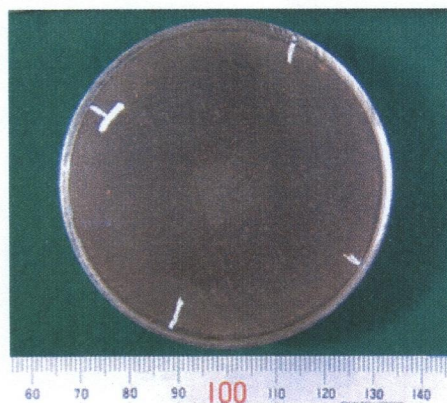


図 4-7 直径 60 mm バルク高温超電導体

(中心に種結晶が目視可能である。側面は自己破壊防止のため SUS 304 の側帯を装着)

4.3.2 着磁コイル

着磁コイルは直径 2 mm のポリエステル被覆銅線(PEW)を発生磁場が紡錘状になるように渦巻き状に巻く。コイルの仕様はモータに導入するコイルと同様の 20 ターン、10 層、直径 84 mm、高さ 19 mm である(図 4-8 左)。バルク体と着磁コイルは図 4-4 に示すように、バルク体を一對の多層渦巻き型コイルで挟むような、スプリット配置になる。スプリット配置されたコイルによる着磁は、上部と下部のコイルから発生した印加磁場のベクトルが足し合わされる。その結果、バルク体の z 軸方向の磁場が強まるという特徴を持つ。渦巻き型コイルの発生磁場は円錐状(図 4-9)でバルク体の捕捉磁場分布に類似しているため、バルク体の着磁に適していると考えられる。

比較用に用いたソレノイドコイルの仕様は、線径 2 mm、20 ターン、13 層、内径 70 mm、高さ 40 mm(図 4-8 右)である。


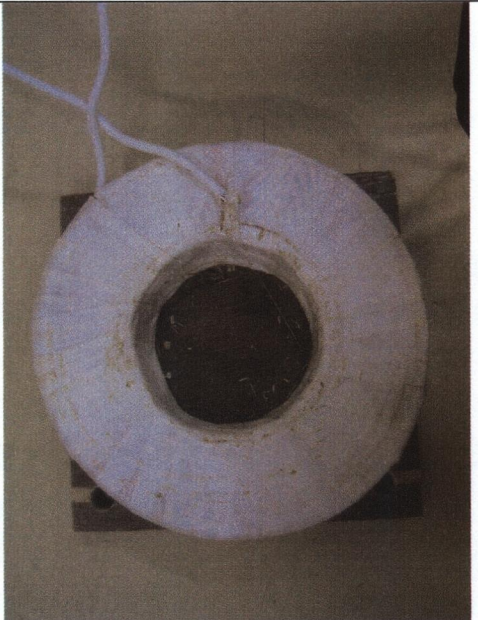
	
多層渦巻き型コイル	ソレノイドコイル
Diameter of wire 2 mm, 0.5 mH 10 layer 20 turn Diameter 84 mm Thickness 19 mm	Diameter of wire 2 mm, 11.1 mH 13 layer 20 turn Bore diameter 70 mm Thickness 40 mm

図 4-8 着磁コイル

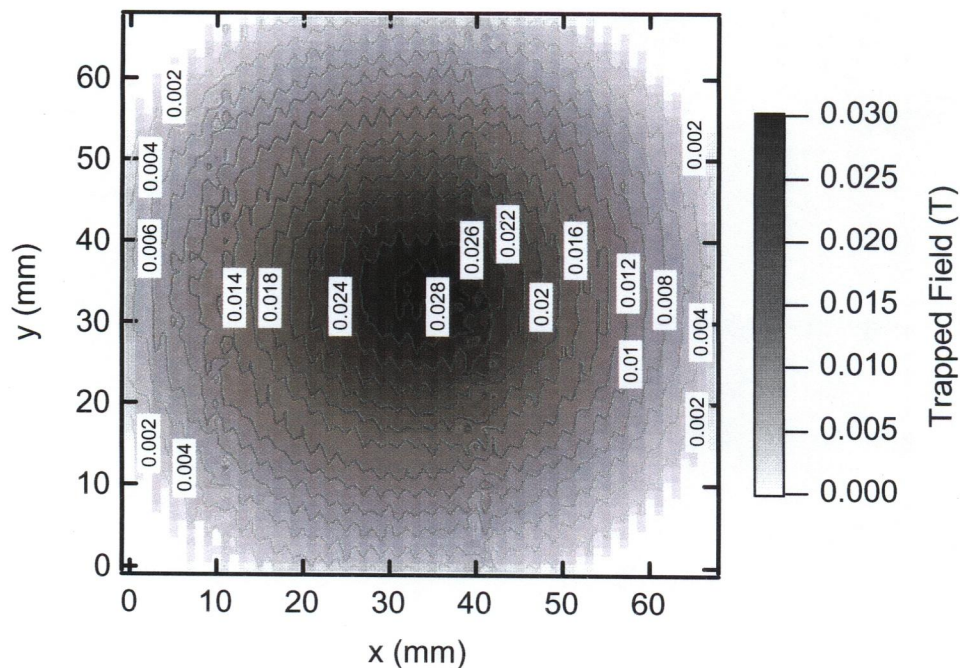


図 4-9 定電流 8 A 通電時における渦巻き型コイルの発生磁束密度分布

4.3.3 大電流パルス着磁電源

パルス着磁とは、コイルに大電流を流すことにより短時間で大きな磁場をバルク高温超電導体に印加することによって、バルク体の下部臨界磁場を超えて磁束をバルク体に侵入させ、バルク体内部のピン止め中心に磁束を捕捉させることにより着磁する方法である。そのため、大電流を流すためのパルス電流発生装置が必要となる。コンデンサに充電したエネルギーを使い、瞬時的（パルスの）に磁場を発生させるコンデンサ式タイプを設計、製作した。仕組みとしては、静電容量 14000 ~ 65000 μF のコンデンサに設定電圧まで充電した後、着磁コイルに放電してパルス電流を流す。逆電流はダイオードを用いて再利用する。コンデンサへの充電は Cockcroft-walton 回路を用いた。回路図を以下に示す(図 4-10)。どのようなパルス波形で過渡的な磁界を印加するかが、バルク高温超電導体の材質とともに高効率の少数パルスによる着磁を実現する大きな鍵となる。印加磁場のパルス波形は放電回路に直列に接続したシャント抵抗にかかる電圧をデジタルオシロスコープで測定する。

一回の放電において充電エネルギーを全て放出する為、複数回の着磁においてはそのつど充電する必要がある。一回のチャージ時間は 2 分以内である。

ここで、減衰の緩和時間 τ と振動数 ω は、次のように表される。

$$\tau \equiv \frac{2L}{R} \quad 4.5$$

$$\omega \equiv \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2} \quad 4.6$$

実際の回路では、逆向きの電流はダイオードで加算されるので、パルス電流波形は急勾配の立ち上がりを取りその後なだらかに減少する。電流の最大値 i_{\max} とその時刻（立ち上がり

時間） t_{rise} は、 $\frac{di(t)}{dt} = 0$ より

$$t_{\text{rise}} = \frac{1}{\omega} \tan^{-1} \tau \omega \quad 4.7$$

$$i_{\max} = V \sqrt{\frac{C}{L}} \exp\left(-\frac{\tan^{-1} \tau \omega}{\tau \omega}\right) \quad 4.8$$

となる。 t_{rise} はコンデンサの充電電圧に依存せず、 L 、 C の減少及び R の増加と共に減少する。また、 i_{\max} は V に比例し、 L/C 及び R の増加と共に減少する。

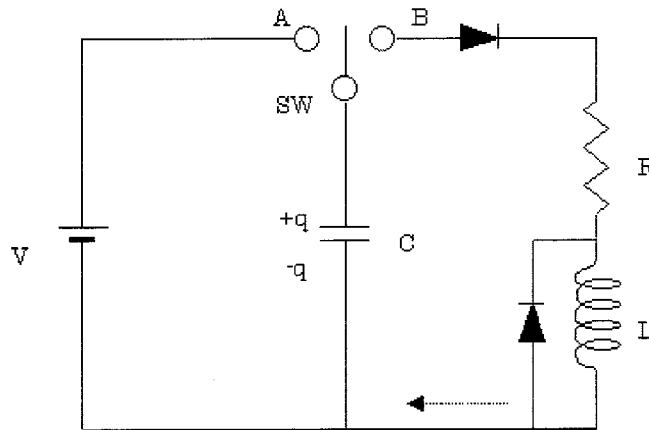


図 4-11 図 4-10 に示したパルス電源と着磁コイルからなる充放電回路の等価回路図
 L は着磁コイルのインダクタンス、 C はパルス電源の静電容量、 R は回路全体の抵抗を表す。スイッチを A 側にしてコンデンサに充電した後、B 側に切り換えて着磁コイルに放電する。逆向きの電流はダイオードで加算され、放電電流は急勾配の立ち上がりを取りその後なだらかに減少する。

4.3.4 磁束密度分布計測システム

バルク高温超電導体の捕捉磁場分布の測定には、ホール素子を x - y ステージを用い二次元的に走査させバルク表面の磁束密度を計測するシステムを設計・作製した。測定装置は外部磁場を発生させる着磁コイルとバルク表面を測定するホール素子、ホール素子を二次元的に走査させるアクチュエータ、そしてこれらを制御するコンピュータから成り立っている。測定に用いたホール素子 (BHT-921 : Bell 社製) の検出部は直径 0.5 mm の円形、感度は 8 V/T である。素子は全体が樹脂で覆われており、樹脂の表面から検出部まで 0.7 mm の感覚がある。

計測する磁束密度分布は z 成分であり、 x - y 成分で範囲は 0.0 mm・100.0 mm で、走査ピッチは 0.5 mm・1.0 mm であった。ホール素子の測定電流は 100 mA であり、ホール電圧をデジタル電圧計でモニターする。図 4-12 に磁束密度分布計測装置の構成の概要を示す。

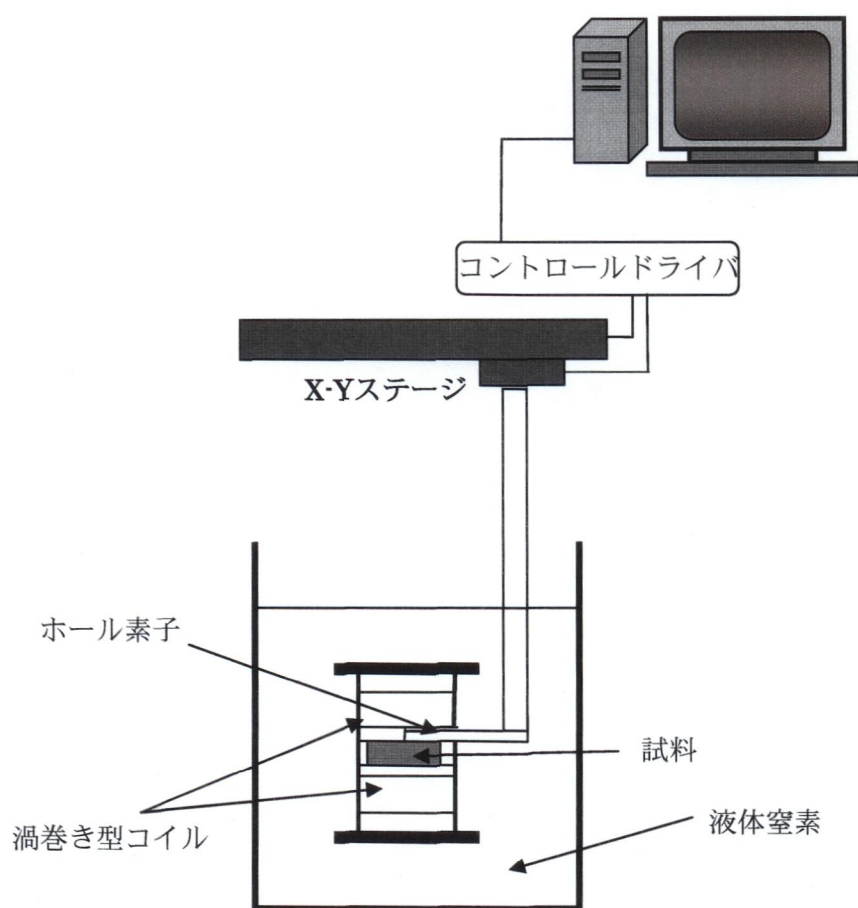


図 4-12 磁束密度分布計測装置

4.3.5 局所磁束密度測定装置

パルス着磁時のバルク体表面の局所磁束密度測定時に用いたシステムを示す。磁束密度測定に用いたホール素子は東芝セミコンダクター社製、THS118 である。ホール素子はバルク体表面の GS 上に直線状に 5 つ配置する。具体的には、バルク体中心にセンサ 3、中心から 15 mm の位置にセンサ 2 及びセンサ 4、中心から 30 mm の位置にセンサ 1 及びセンサ 5 を配置する（図 4-13）。バルク体とホール素子の距離は 0 mm である。ホール素子の測定電流は 1 mA であり、着磁時のホール電圧の時間変化をマルチスキャン用コンピュータ（東陽テクニカ社製、Nicolet Odyssey）でモニタリングする。また、同時にパルス着磁電源の Shunt 抵抗にかかる電圧を計測する。

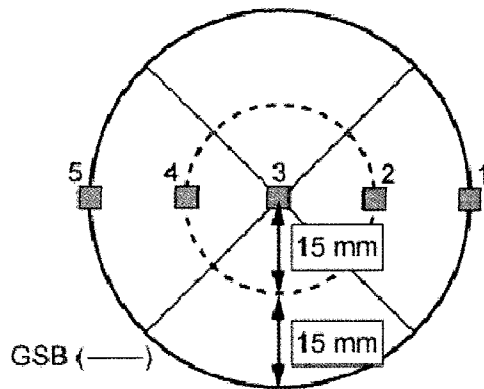


図 4-13 ホール素子の配置

4.4 渦巻き型コイルを用いたパルス着磁実験

パルス着磁における渦巻き型コイルの有効性を明らかにするために、まず直径 33 mm、高さ 24 mm のバルク体の着磁実験を行い、捕捉磁場分布を調べた。

次に実際モータの界磁子に使用する直径 60 mm、高さ 20 mm のバルク体を従来から着磁コイルとして一般的に使用されるソレノイドコイルと渦巻き型コイル双方でパルス着磁を行い、捕捉磁場分布を測定し比較を行なう。

4.4.1 実験方法

図 4-14 に示すようにバルク体を一对の多層渦巻き型コイルで挟んで配置し、液体窒素に浸漬する。バルク体を液体窒素温度まで冷却するため三時間冷却した後、渦巻きコイルにパルス着磁電源から単発のパルス電流を通電することによって、バルクの c 軸方向に平行にパルス磁場を印加する。バルク高温超電導体へのパルス磁場の印加は、図 4-15 図 4-16 に示す実験系で行った。図 4-15 は渦巻き型コイルにおけるパルス着磁実験の構成で、図 4-16 はソレノイドコイルにおけるパルス着磁実験の構成である。印加磁場のパルス波形は放電回路に直列に接続したシャント抵抗における電圧をデジタルオシロスコープで測定する。

パルス磁場を印加し着磁した後、ホール素子を用い、 x - y ステージを用いた x - y スキャン装置にてバルク体表面の磁束密度分布を測定する。

着磁時のバルク体の発熱の影響を考慮して着磁後 60 分以上冷却した後、パルス磁場の大きさを変えずに、または変化させて重ねて着磁を繰り返し行なう。着磁ごとに消磁は行なわない。

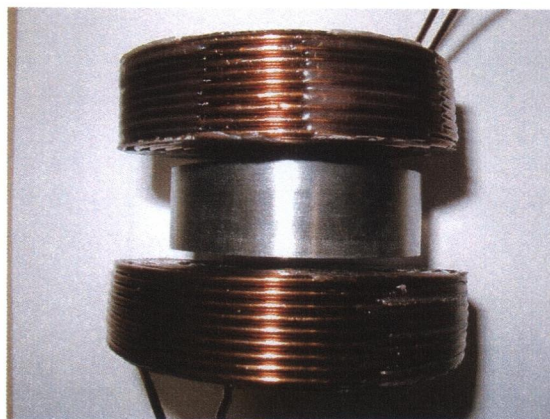


図 4-14 バルク体の配置

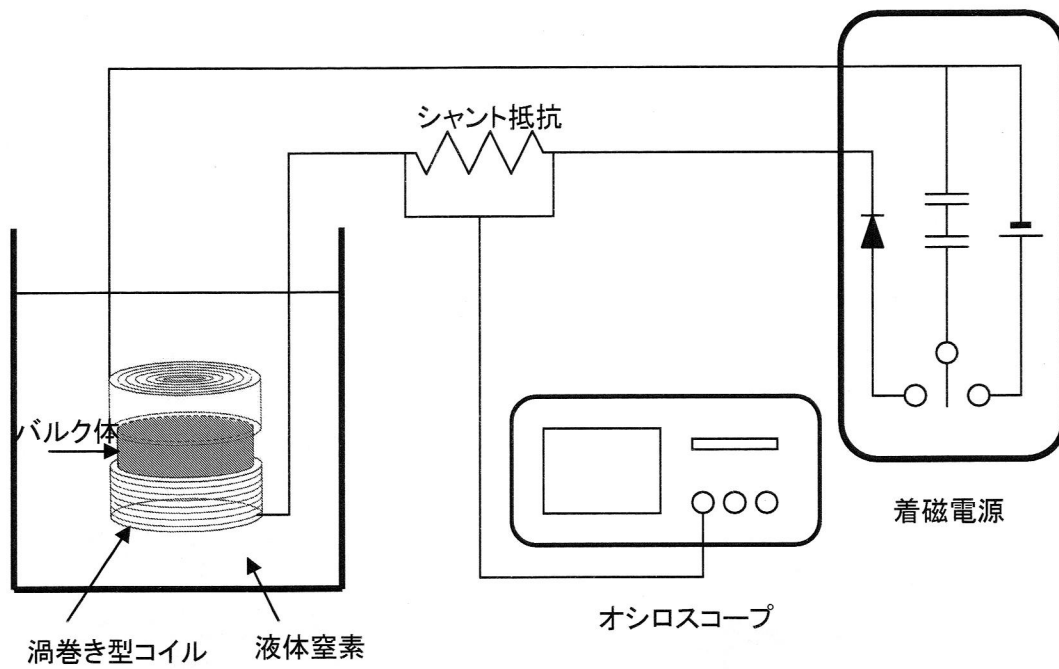


図 4-15 対向渦巻き型コイルを用いたパルス着磁システム

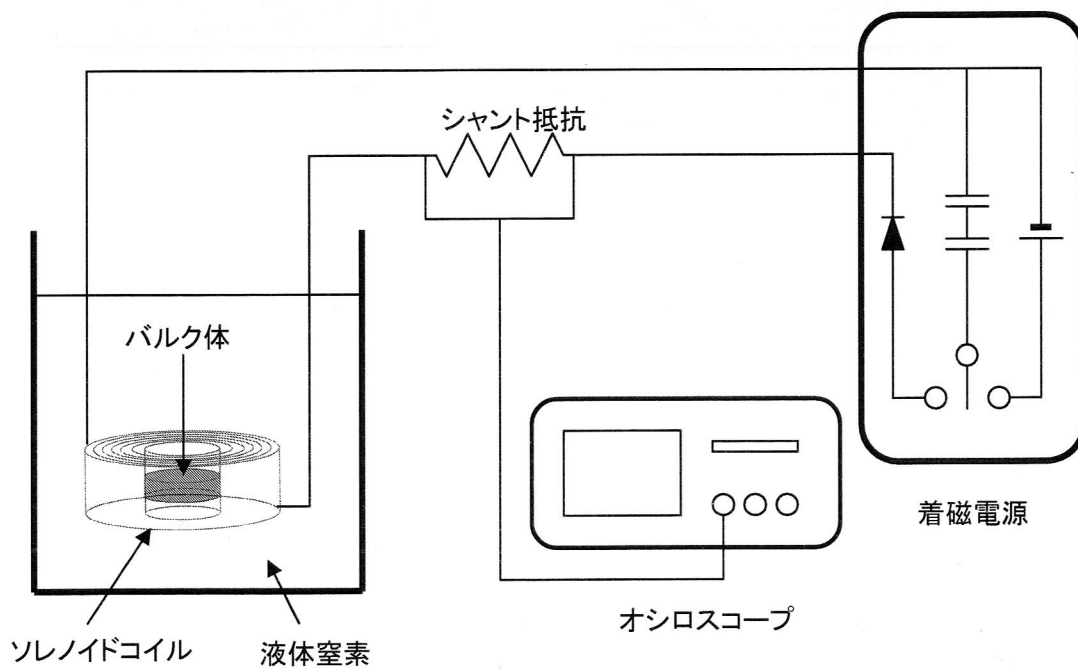


図 4-16 ソレノイドコイルを用いたパルス着磁システム

4.4.2 実験結果

4.4.2.1 渦巻き型コイルによる着磁結果(直径 33 mm バルク)

一対の渦巻き型コイルにて、パルス電源よりパルス電流を印加し着磁を行った。磁場は消磁せず、パルス着磁を繰り返し行なった。コンデンサの充電電圧を 200 V から 100 V 刻みで 1000 V まで増加し、印加磁場のピークを徐々に増加させてパルス着磁を繰り返し行なった。

小型の Gd·Ba·Cu·O バルク高温超電導体試料（サイズ直径 33 mm）では渦巻き型コイルを使用したパルス着磁によりピーク磁場は静磁場着磁時の約 77%まで磁化することが可能であった。磁束分布は円錐状を示し、印加ピーク磁場(B_p) 7.7 T (800 V) まででは捕捉されるピーク磁場は増加し、それ以上では捕捉ピーク磁場は減少した。(図 4-17)

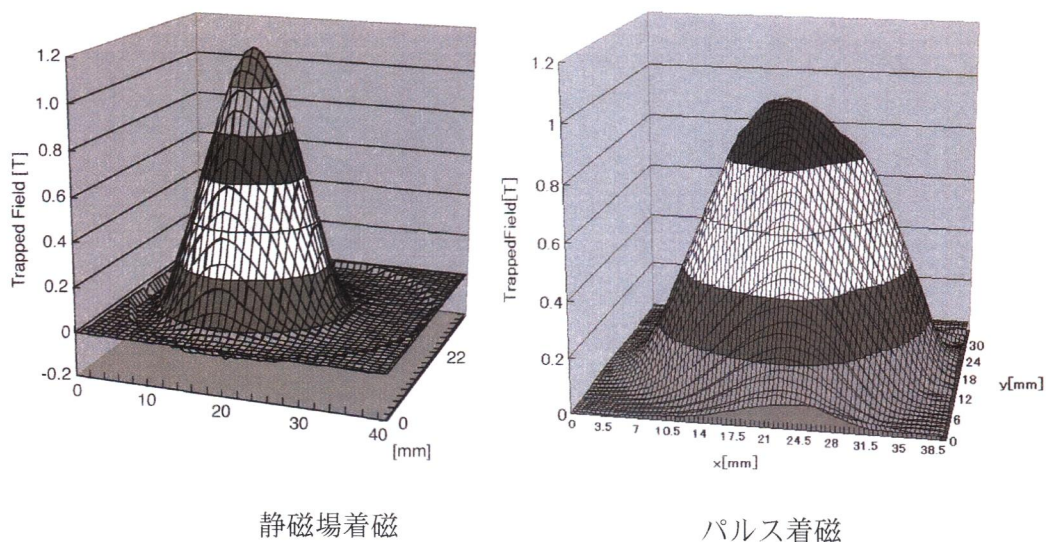


図 4-17 直径 33 mm 試料での着磁量の比較

4.4.2.2 ソレノイドコイルによる着磁結果(直径 60 mm バルク)

モータの界磁子として導入する直径 60 mm、高さ 20 mm のバルク体の着磁実験結果を述べる。まず、比較用ソレノイドコイルを用いて直径 60 mm の試料に着磁試験を行った結果を示す。渦巻き型コイル時と同様に印加パルス磁場を変化させ複数回着磁を行った。最大印加磁場が 5.2 T~6.3 T 近傍の低印加磁場の場合は、捕捉磁束密度分布はバルクの縁に磁束線が顕著に捕捉される、すり鉢状を示した。この結果を図 4-18 に示す。また図 4-18 の②から③のように B_p を下げても捕捉磁場分布は変化しなかった。次に消磁を行なった後、印加磁場を強めて B_p を 8.5 T→9.0 T→9.9 T→9.0 T とした場合では、捕捉磁場分布は円錐状を示し、最大で捕捉磁束密度は 0.9 T を示した。(図 4-19)。また図 4-19 の③から④のように捕捉磁束密度のピーク値が一度下がった後、印加磁場を下げると捕捉磁束密度のピーク値は上昇した。

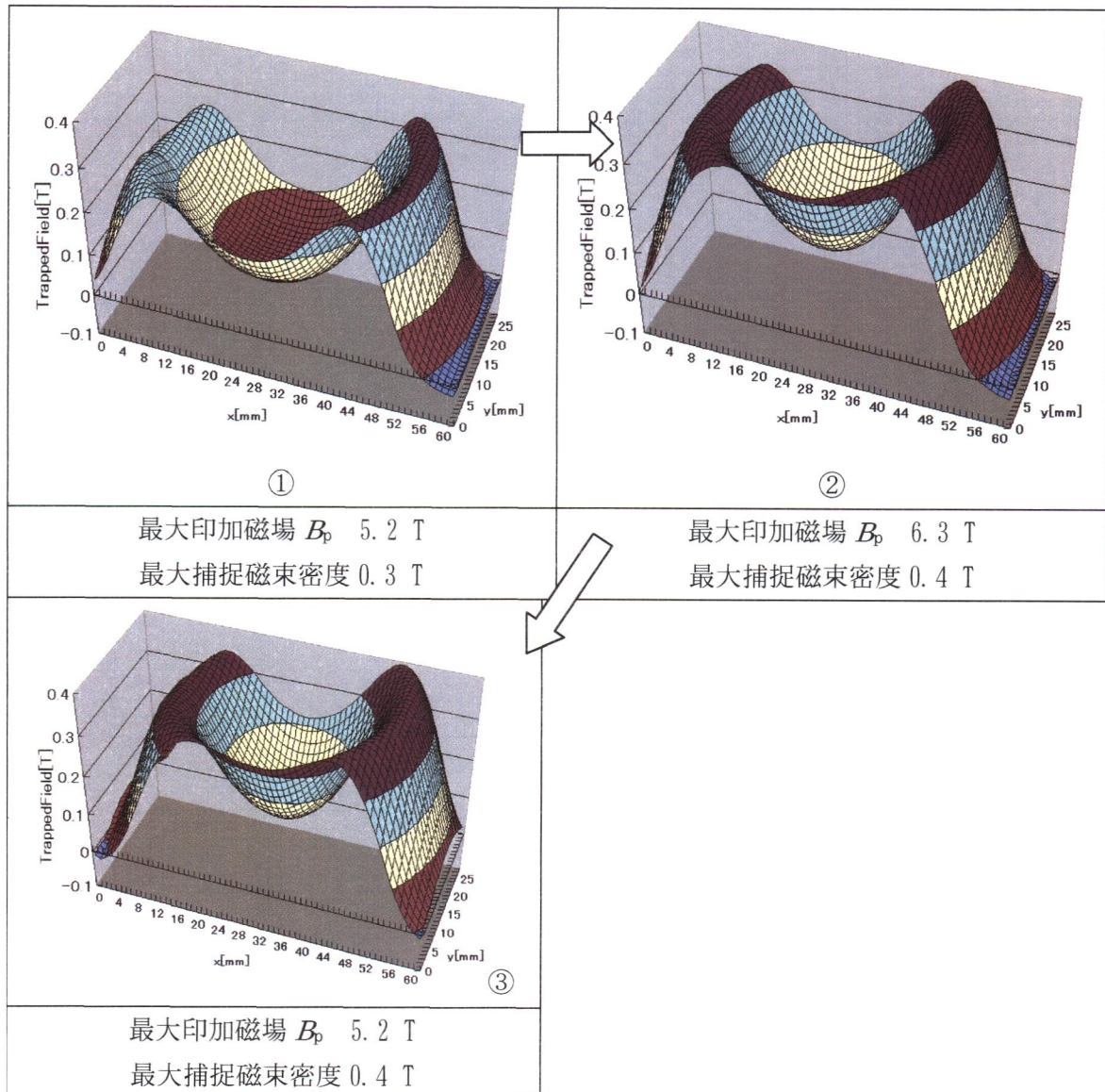


図 4-18 ソレノイドコイルによる磁束密度分布推移 (低印加磁場領域)

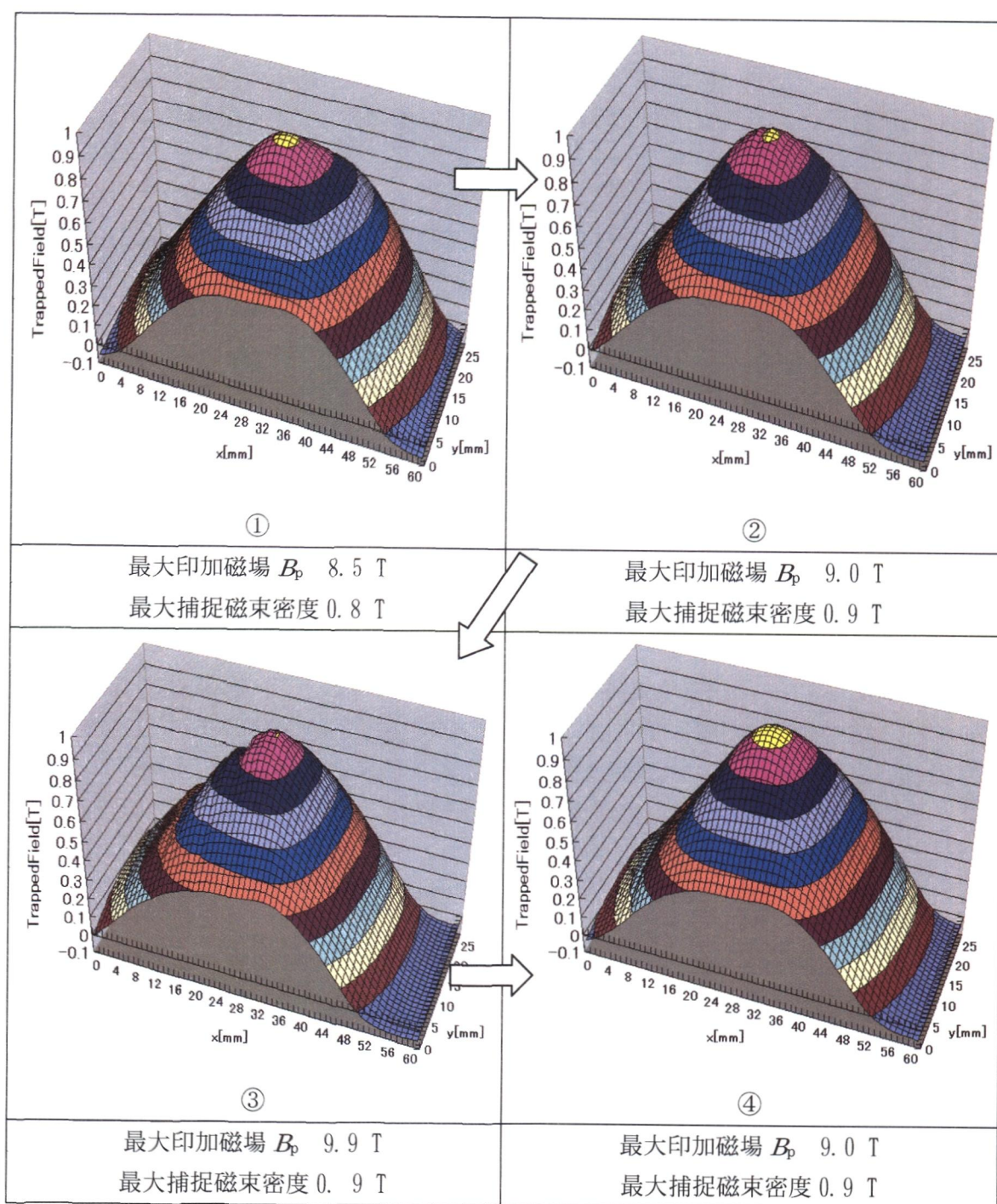


図 4-19 ソレノイドコイルによる磁束密度分布推移

4.4.2.3 渦巻き型コイルによる着磁結果(直径 60 mm バルク)

次に渦巻き型コイルを用いた着磁実験の結果を示す。低印加磁場域では捕捉される磁束密度分布はバルク中心域で少しピークが落ちる錐台状を示す。また B_p が 7.7 T 以上の場合は捕捉磁場分布の大きな歪みが見られた。また、磁束の流出が特に現れた部分は結晶成長領域(GS)であった。

高い B_p を印加した場合、捕捉磁束密度分布の乱れとピーク値の減少が見られた。これは 3.5 で述べた磁束線の移動による発熱によりバルク体の温度が上昇したため J_c が下がったためと考えられる。また、試料径が大きくなるにつれて大きなパルス磁場印加時の捕捉磁束密度分布への影響が大きい。このことから大きい試料ほど、成長方向すなわちバルク結晶の成長組織に乱れが生じていると考えられる。たとえば粒塊の析出や配向の乱れから J_c の小さい軸方向成分にも磁場が印加されて容易に磁束が運動した結果、バルク表面で発熱が生じていると考察される[38, 39, 40, 41, 42]。

大きなバルク体は、小径のものに比べより高い磁束密度の着磁が可能であり、また総磁束量も多い。モータの出力は総磁束量が重要なので、そのため応用に関して界磁磁束を増やす必要性から大きいバルク磁石の選択が適当であるといえる。

大きいバルクの方が応用に適していると述べたが、応用にあって捕捉磁束密度分布の乱れは好ましくない。そこで、分布は乱れるがピーク磁場が増大してゆくまでパルス磁場を印加し、その後その磁場よりも低い磁場を印加した。これを繰り返したところ($B_p = 3.0 \text{ T} \rightarrow 5.7 \text{ T} \rightarrow 7.7 \text{ T} \rightarrow 5.7 \text{ T} \rightarrow 7.7 \text{ T} \rightarrow 5.7 \text{ T}$)高磁場を与えた際に乱れた捕捉磁束密度分布が円錐状に近い形に整形され、また捕捉磁束密度のピークも増加した。(図 4-20, 図 4-21) この結果、試料サイズ直径 60 mm のバルクでは渦巻き型コイルを使用したパルス着磁によりピーク磁場は静磁場着磁時の最大約 57 % まで磁化することが可能であった。

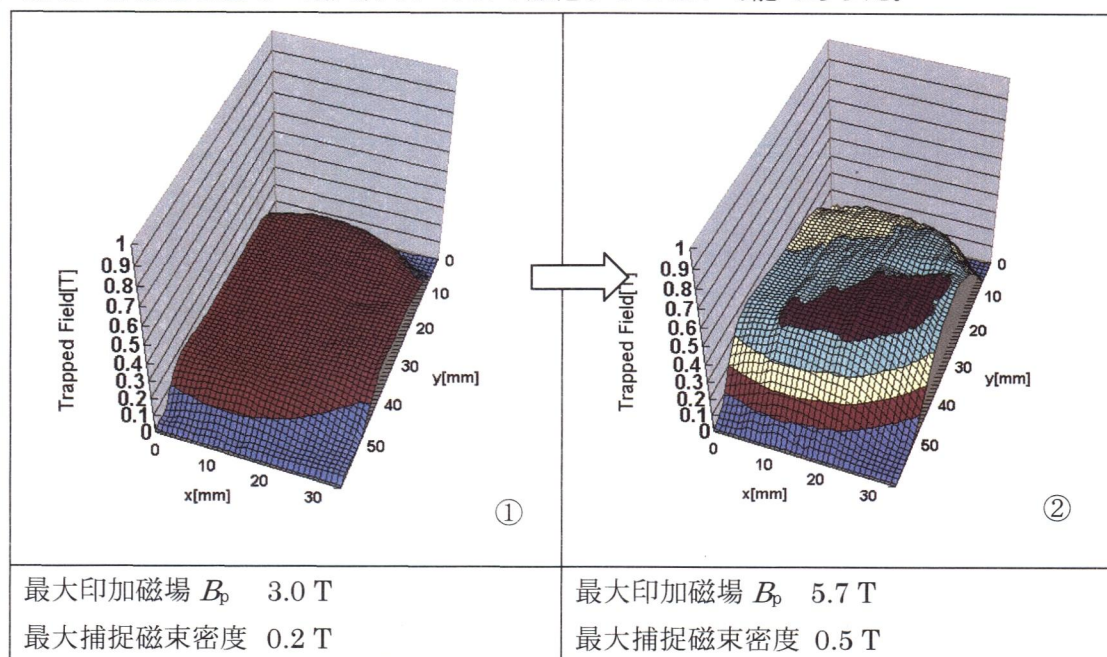


図 4-20 磁束密度分布の整形とピークの上昇推移

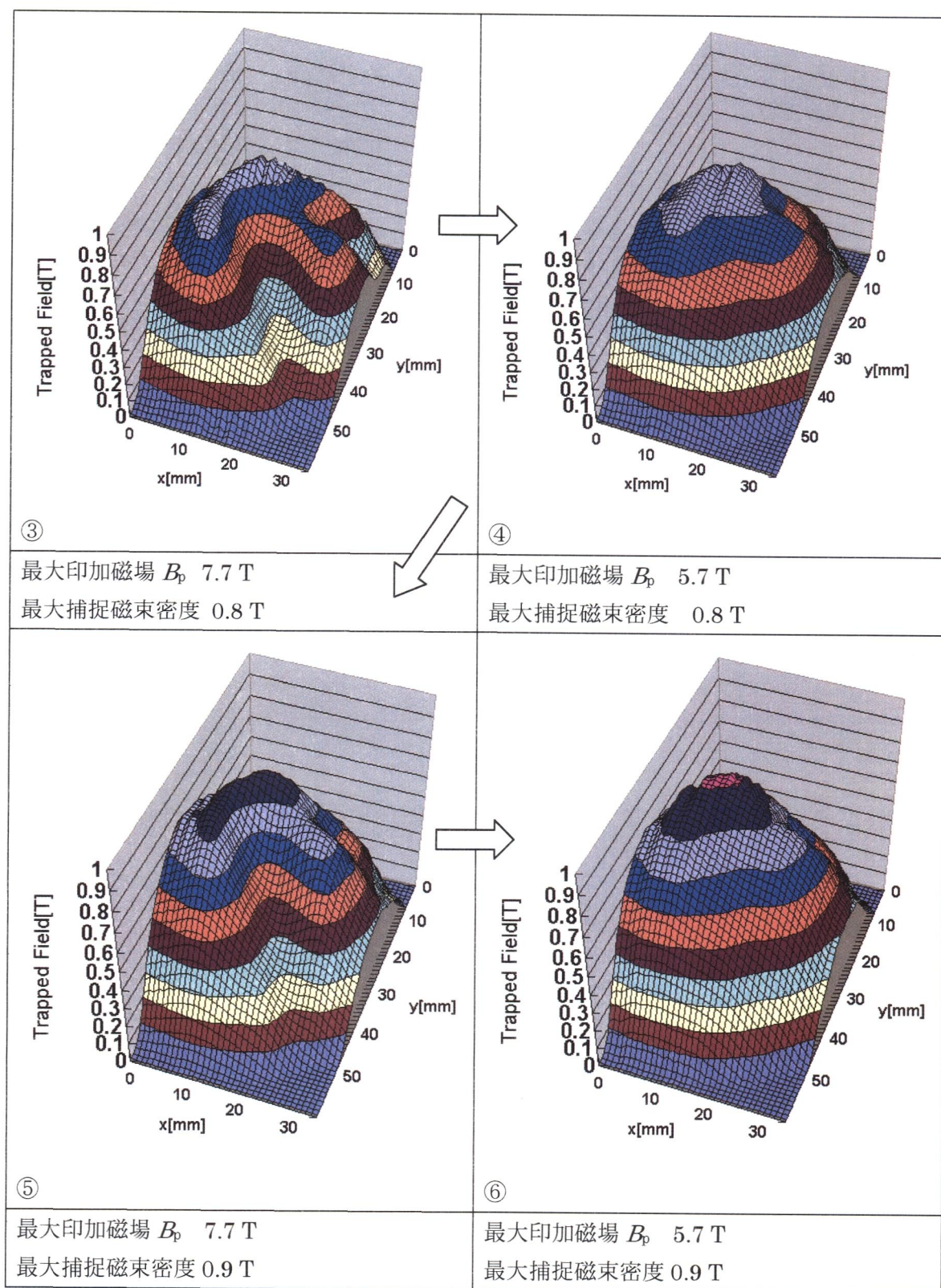


図 4-21 磁場分布の整形とピークの上昇推移

4.5 渦巻き型コイルを用いたパルス着磁の磁化過程

更なる着磁量の増加、高効率化を実現にむけ、渦巻き型着磁コイルによるバルク体への着磁プロセスを明らかにするため、パルス着磁時における局所磁束密度の測定を行ってバルク体への磁束線の侵入過程の観測を行った。

4.5.1 実験方法

パルス着磁はバルク体を液体窒素に浸漬冷却した後、図 4-14 に示すような一对のスプリット配置された渦巻き型コイル(20 ターン、10 層、直径 84 mm、高さ 19 mm)によって行う。バルク体への印加パルス磁場の影響をみるために、パルス着磁はシングル（単発）のみとした。 B_p は 3.4 T、4.9 T で、印加磁場の立ち上がり時間は 5.5 ms とした。

バルク体は 3.1.2 に示したように、強い結晶異方性を持ち結晶組織が場所ごとに異なるため超電導特性が場所に依存する。この超電導特性の違いがパルス着磁に及ぼす影響を解明するために、界磁子に使用している直径 60 mm のバルク体を用い、着磁過程においてバルク体表面上の局所磁束密度の測定を行った。尚、ホール素子は図 4-22 に示すとおり、バルク体 GS 上のほか GSB 上に配置した。センサ 1 はバルク体中心部に、センサ 2 及びセンサ 3 は GSB 上に中心から 15 mm の間隔で、センサ 4 及びセンサ 5 は GS 上に中心から 15 mm の間隔でそれぞれを配置された。その後、ホールセンサを用いてバルク体表面の残留磁束密度分布の測定をバルク体表面からホール素子までの距離が 3.5 mm の下で行った。

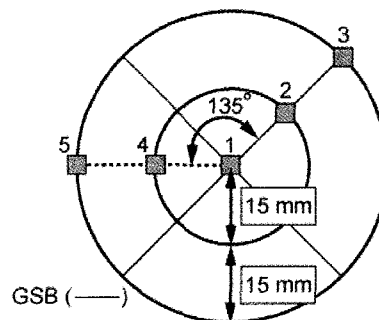


図 4-22 ホール素子の配置

4.5.2 結果及び考察

まず捕捉磁束密度分布の結果を示し、その後パルス着磁中の局所磁束密度の結果を示す。

4.5.2.1 B_p を 3.4 T とした時のパルス着磁結果

(1) 捕捉磁束密度分布

図 4-23 に $B_p = 3.4$ T の条件の下で着磁したときの分布を示す。捕捉磁束密度分布は側面からの形状が台形になる。すなわち、バルク体の外縁部において大きな磁場勾配を持つことがわかる。この外縁部の磁場勾配はバルク体中心部のそれよりも大きい。

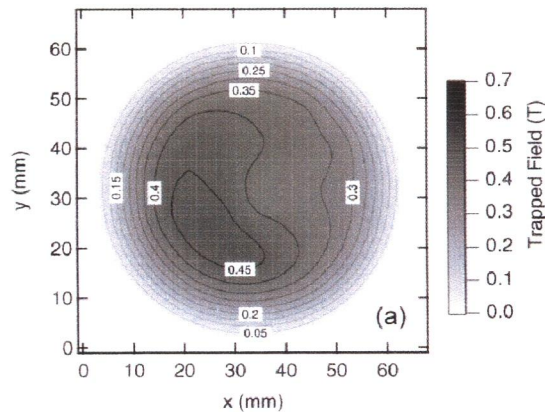


図 4-23 $B_p = 3.4$ T とした時の捕捉磁束密度分布

(2) パルス着磁中の局所磁束密度

捕捉磁束密度分布の差異を解明するために、パルス着磁中に局所磁束密度を測定した。図 4-24 における一点鎖線はパルス電流の立ち上がり時間を示す。特徴として、バルク体中心部（センサ 1）における磁束密度のピークの値がバルク体外縁部（センサ 3、5）やバルク体内部（センサ 2、4）よりも小さな値をとることが挙げられる。これは、着磁コイルにソレノイド型コイルを用いた場合と同様の特徴である（4.4.2.2 参照）。外縁部での急激な磁束線の侵入は外縁部において急激な磁場勾配をもたらす。その結果、捕捉磁束密度分布は台形になる。

ここで、バルク体への磁束線の侵入プロセスについて述べる。図 4-24 より、磁束密度はバルク体外縁部（センサ 3、5）、バルク体内部（センサ 2、4）、バルク体中心部（センサ 1）の順にそれぞれのピーク値を得ている。これより磁束線はバルク体の外縁部から侵入することがわかった。しかし、パルス磁場印加直後（図中の 0 ms 直後）には全てのセンサの値が反応していることから、磁束線の一部はバルク体の外縁部以外、すなわちバルク体の上部（または下部）からも侵入している。また、バルク体中心からの位置が同じ GSB 上のセンサ 2 と GS 上のセンサ 4 のパルス磁場印加直後の値を比較すると、センサ 4 の方が大きな値を得ている。これより、バルク体の上部（または下部）から侵入する磁束線は GS から侵入し、GSB 上で捕捉される傾向にあるといえる。これはソレノイドコイルを着磁コイルに用いた時と同様の特徴である。さらに注目すべき特徴として、センサ 1（バルク体の中心

部)の磁束密度が、立ち上がり時間直後に最大値に達していることが挙げられる。このような磁束線の迅速な侵入は中心部だけでなく外縁部でも観測されている。この特徴は着磁コイルにソレノイドコイルを用いた場合の結果とは対照的である。[43]

次に、バルク体の場所依存性について述べる。GSB上のセンサ2のピーク値はGS上のセンサ4のそれよりも小さく、ピーク値に至るまで遅れている。また、立ち上がり時間後の減衰を比較するとセンサ2の方がわずかに小さい。これはGSBに磁束が侵入しにくく脱出しにくいことを示している。これは、GSBはGSに比べて結晶粒界等により、強いピンニング力を持っている為である。[44]

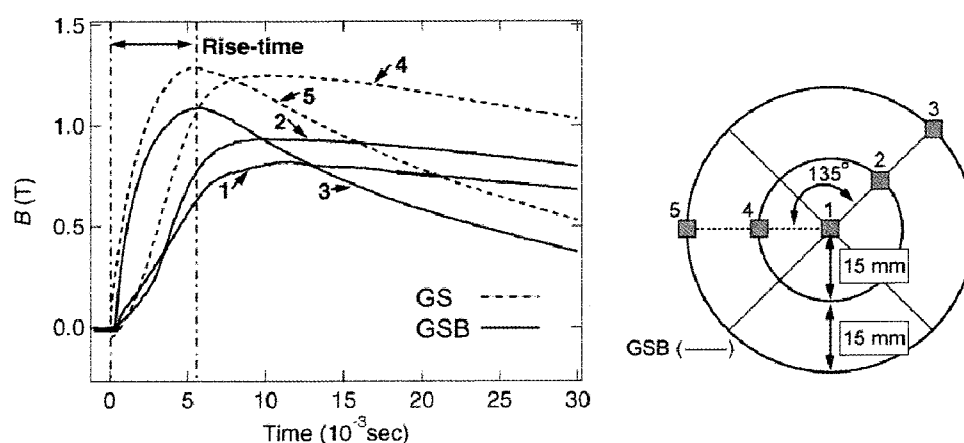


図 4-24 $B_p = 3.4 \text{ T}$ とした時のパルス着磁中の局所磁束密度の時間依存

4.5.2.2 B_p を 4.9 T とした時のパルス着磁結果

(1) 捕捉磁束密度分布

図 4-25 に $B_p = 4.9$ T の条件の下で着磁したときの分布を示す。分布均一な円錐形の分布からゆがめられている。また、図の対角線上にある GSB における捕捉磁束密度は GS 上のそれより大きい。

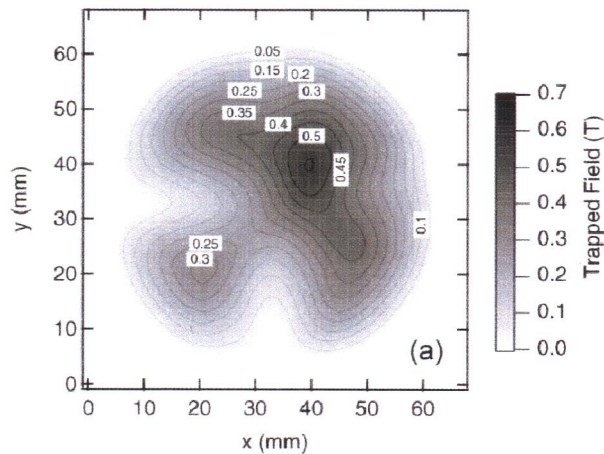


図 4-25 $B_p = 4.9$ T とした時の捕捉磁束密度分布

(2) パルス着磁中の局所磁束密度

図 4-26 にパルス着磁中の局所磁束密度の結果を示す。 $B_p = 4.9$ T における着磁の分布は前述のとおり不均一になることがわかっている。この原因について詳細に述べる。バルク体中心からの位置が同じ、GSB 上のセンサ 2 と GS 上のセンサ 4 の値を比較すると、センサ 2 に遅れが生じている。これは、GSB 上における磁束線の侵入が GS 領域におけるそれより遅れていることを意味している。また、磁束密度の減衰過程において、GSB 領域の磁束密度の減少も GS 領域のそれより緩やかである。この結果から、GSB 領域が他の領域に比べて強いピン止め力を持っていることがわかる。つまり、GS 領域では GSB 領域ほど多くの磁束線を捕捉することができないのである。これが、捕捉磁束密度分布が不均一になる原因である。加えて、GS 領域のセンサ 4 や中心のセンサ 1 は立ち上がり時間前後において磁束密度が急激に増加している。(センサ 1 に関しては印加磁場 4.9 T に対して 4 T の磁場が観測された。) これは磁束線がバルク体に急激に侵入していることを示している。このバルク体内における磁束線の急激な運動は発熱を引き起こす。そして、バルク体の J_c が低下し、結果としてシールド力が減少するのである。(3.4, 3.5 参照) これよりこの状態では、バルク体はもはや超電導体ではないと考えられる。

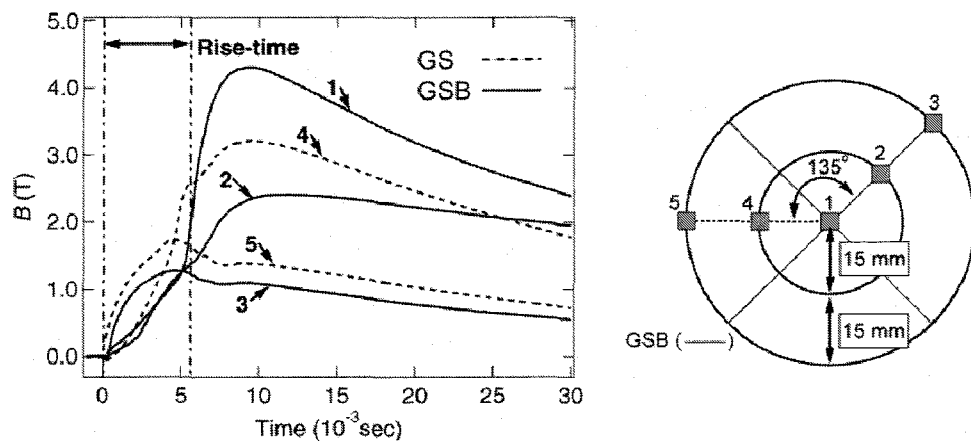


図 4-26 $B_p = 4.9$ T によるパルス着磁中の局所磁束密度の時間依存

以上の実験結果から、パルス着磁時におけるバルク体の磁化課程を明らかにした。渦巻き型コイルを着磁コイルに用いた場合、磁束線はバルク体の外縁部から侵入する。これはソレノイド型コイルを着磁コイルに用いた場合と同様の特徴である。しかし、渦巻き型コイルによる着磁はソレノイド型コイルによる着磁よりも、バルク体中心へ侵入する磁束線が迅速であった。これは、渦巻き型コイルから印加される円錐型の磁場によって中心に高い磁場が与えられるからである。また、GSB 領域が他の領域に比べて強いピン止め力を持っていることを確認した。

4.6 まとめ

バルク高温超電導体のアキシアル型モータへの適合を目的とし、モータ内にてバルク高温超電導体界磁磁石を電機子コイルによって着磁する機構を考案した。この機構からなる着磁を実現するために、液体窒素浸漬下において電機子コイルに用いる対向渦巻き型コイルにおいて、モータ内と同様の配置でパルス着磁を試み、その評価を行った。さらに従来、用いられているソレノイドコイルによるパルス着磁結果とも比較検討を行い、捕捉磁場分布の試料サイズ依存性、捕捉機構、着磁によって起こる磁束の運動と発熱の影響を考察した。結果として、以下を得た。

I. 試料サイズ直径 60 mmのバルク体において渦巻き型コイルを使用したパルス着磁によりピーク磁場は静磁場着磁時の最大約 57 %まで磁化することが可能であった。またソレノイドコイルでは最大約 50 %であった。

II. パルス最大印加磁場が高くなると捕捉される磁場のピークは上がるがバルク体の磁束が抜ける部分が現れ磁場分布に歪みが生じる。また 7.7 T 以上与えると捕捉磁場ピークも下がる。磁束の流出が特に現れた部分は成長領域(GS)であった。結晶成長領域はから磁束が進入しやすく流出しやすいことが実験的にわかっている。そのため結晶成長領域では磁束線の移動による発熱が他よりも大きくなり、捕捉磁場が減少したと考察される。

III. 捕捉磁束密度分布に歪みが生じたバルク体に少し低いパルス磁場を印加することにより抜けた磁束を補足でき磁場分布の整形が可能である。

IV. パルス着磁中に局所磁束密度の測定を行い、渦巻き型着磁コイルによる着磁プロセス、すなわちバルク体への磁束線の侵入過程を解明した。渦巻き型コイルを着磁コイルに用いた場合、磁束線はバルク体の外縁部から侵入する。これはソレノイド型コイルを着磁コイルに用いた場合と同様の特徴である。しかし、渦巻き型コイルによる着磁はソレノイド型コイルによる着磁よりも、バルク体中心へ侵入する磁束線が迅速であった。さらに、局所磁束密度の測定により GS 部が GSB 部に比べピン止め力が弱いことも観測された。

V. 渦巻き型コイルを用いてのパルス着磁でも GS 部分での磁束の落ち込みが見られる場合があるものの効率的に従来からパルス着磁に使用されているソレノイドコイル同程度以上の磁束の捕捉が可能であった。これにより回転機に使用する際、電機子コイルと着磁コイルとの併用を可能になり、超電導バルク磁石の電動機への適合が可能となった。

第 5 章 バルク高温超電導モータ

前章では、バルク高温超電導体を磁石として用いる上で不可欠なパルス着磁技術に関して、磁束捕捉特性などの基礎的研究についてまとめた。本章では前章から得られたモータの電機子を兼ねる対向する渦巻き型コイルによる超電導バルク体への良好な磁化結果をもとに、パルス着磁と組み合わせたバルク高温超電導体の応用として実際に液体窒素冷却 (77 K) で駆動する推進用超電導モータを製作し、性能評価を行った結果についてまとめる。

本章では、まず製作したバルク超電導モータ試作機の構造、冷却法を述べる。次に実機システムに組み込まれたバルク高温超電導体に前章で用いたパルス着磁法が有効であるかを検証し、バルク体の機器内での磁化を確認後、バルク体がモータとしての界磁として有効であるかをふまえた性能評価を述べる。

5.1 界磁子回転型 Gd 系バルク高温超電導モータ

製作した超電導同期モータは界磁子と電機子が回転軸方向に交互に直列配置されるアキシアルギャップ型 (図 5-1) で外径 500 mm、長さ 650 mm、15 kW、720 rpm の設計仕様である。界磁子は図 5-2 のように界磁盤一枚に円周に沿って 8 個の高温超電導バルク体が配置されている。固定電機子は、界磁回転子を挟んで両側に 6 個ずつ合わせて 12 個の鉄心を持たない渦巻き型電機子コイルで構成される。バルク体への磁化は 4 章で述べたように、スプリット型配置された渦巻き型電機子コイルにパルス電流を印加しバルク体にパルス磁界を与えることにより着磁を行う。界磁子に搭載されたバルク体は回転の為、隣り合うバルク体の極性が逆になるように着磁を行った。モータ本体は非磁性体(SUS304,Cu)で構成されており、磁気回路を形成しない。製作した超電導同期モータは以下の特徴を持つ^[4 5]。

- 1 直径 60 mm、厚さ 20 mm のバルク磁石 8 個を界磁極として 1 枚の回転子円盤上に配置。
- 2 界磁子と電機子が回転軸方向に交互に直列配置されるアキシアルギャップ型
- 3 界磁極が回転する回転界磁型。
- 4 超電導体の冷却は液体窒素(沸点 77 K)を用いるが、他の冷媒にも換装(液体ネオン、ヘリウム等)可能。
- 5 回転界磁子冷却は回転軸内部を流れる冷媒による熱伝導によって行われる。
- 6 モータ内部、回転子と電機子の間は真空であり空気抵抗による損失はなく、ブラシや鉄心は使用しない。
- 7 回転子円盤上のバルク磁石の着磁は、固定電機子の巻き線にパルス電流を印加することによって行われる。このため着磁用のコイルを別に用意する必要がない。
- 8 回転界磁内部のバルク磁石だけでなく電機子コイルも循環冷媒で冷却しており電機子の超電導化にそのまま応用可能である。

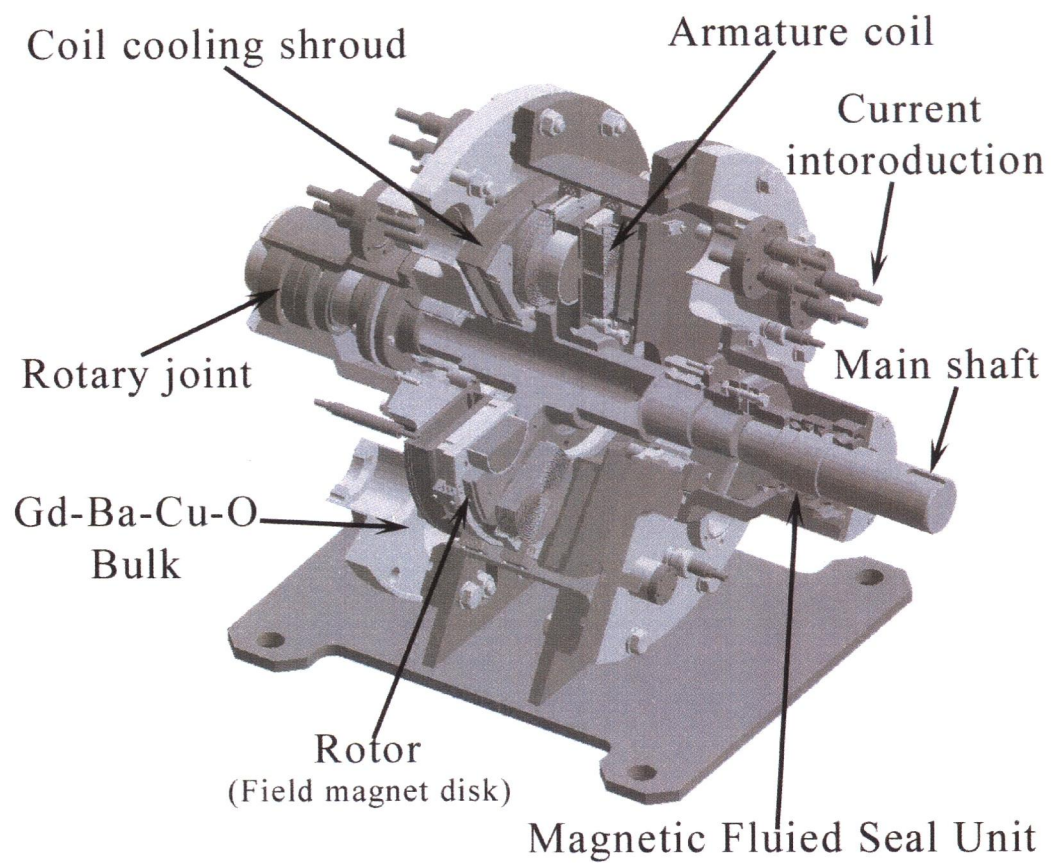


図 5-1 高温超電導モータ構造

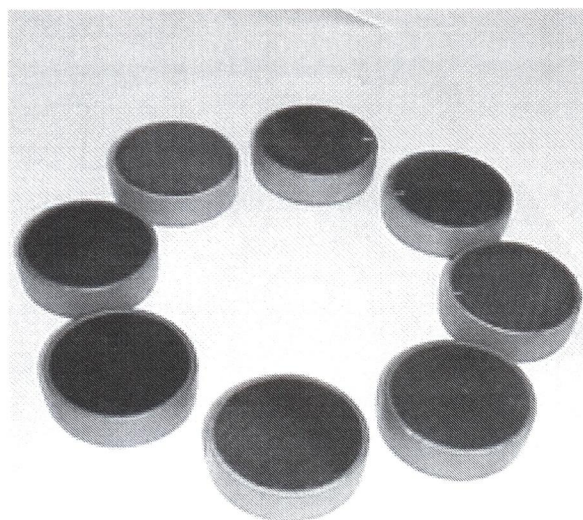


図 5-2 モータ界磁子バルク体配置

5.2 高温超電導モータを開発するに当たっての要素技術

アキシアルギップ型バルク高温超電導モータの製作に当たっては先にあげたバルク体への着磁だけでなく、様々な要素技術が存在する。その主だったものを挙げる。

5.2.1 バルク高温超電導体の冷却

超電導体は超電導遷移温度 T_c 以下に冷却を行わなければ性能を発揮できない。これまでのバルク体を用いた超電導モータは液体窒素等の冷媒をモータ内部に満たし、界磁子ごと浸漬し冷却する方式が主であった。しかし、この場合運転時に液体窒素による流損、モータのケーシング等問題が生じる。モータ内部に冷媒を満たす以外の方法では界磁をケーシングして、その中に液体窒素を満たす方法が考えられる。この場合界磁ごと浸漬した場合と同様の冷却効果が超電導体に期待できるが、ケーシングのためバルク高温超電導体と電機子とのギャップが大きくなってしまう。式 2.34、2.35 よりバルク体の中心から z の距離だけ離れた位置の磁場 $B_T(z)$ は永久磁石に比べて z の増加により急激に減少する。そのため、界磁子と電機子とのエアギャップはできるだけ小さいほうが望ましい。式 2.34、2.35 から得られた減衰傾向を図 5-3 に示す。

バルク体はその結晶性から c 軸方向の熱伝導よりも a - b 軸面内における熱伝導が優れている。そこでこの性質を利用して、界磁子と電機子間のギャップを改善する冷却法として、本モータでは界磁版の内部に冷媒を循環させその熱伝導でバルク体を冷却する方法(熱伝導冷却方式)を考案した(図 5-5)。

浸漬冷却方式と熱伝導冷却方式の界磁バルクの冷却結果を図 5-6 に、各界磁子の詳細を表 5-1 に示す。実験の結果、液体窒素を冷媒とし熱伝導方式で、80~85 K までの冷却が可能で電機子とのギャップが 1.0 mm(浸漬方式では 5.5 mm)で冷媒の流体損もない界磁回転子を可能とした。また、熱伝導冷却方式はケーシングの関係から熱容量、重量ともに浸漬冷却方式に比べ半分以下に低減されている。

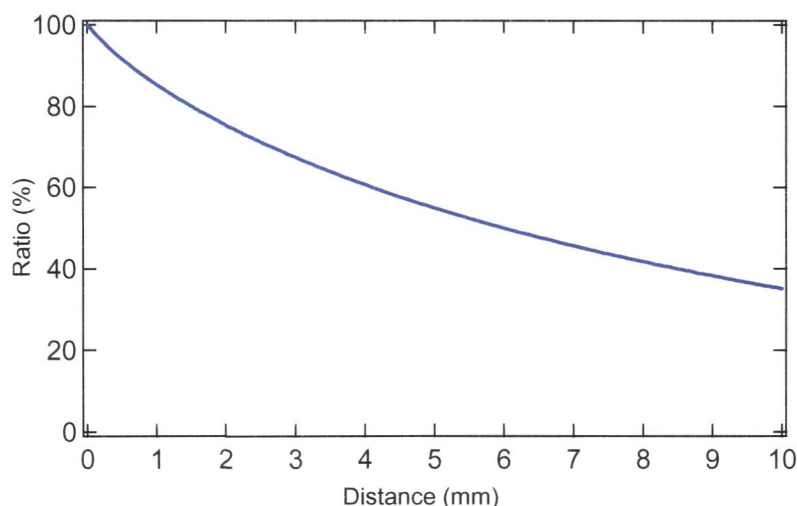


図 5-3 バルク体の磁場減衰傾向

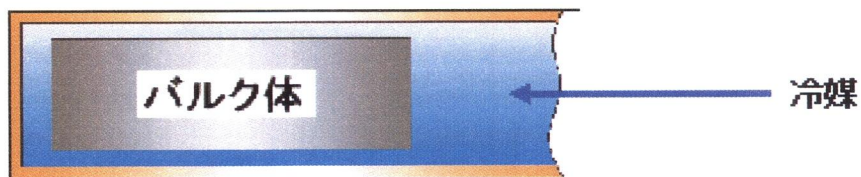


図 5-4 浸漬冷却方式

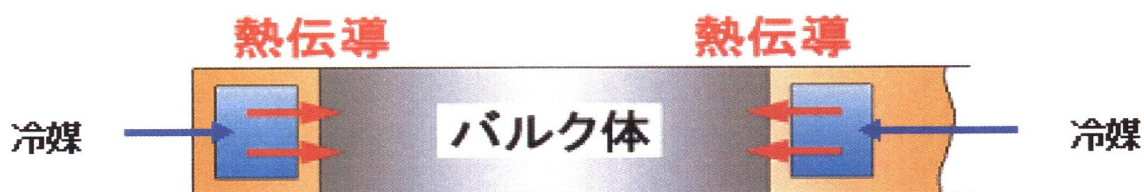


図 5-5 熱伝導冷却方式

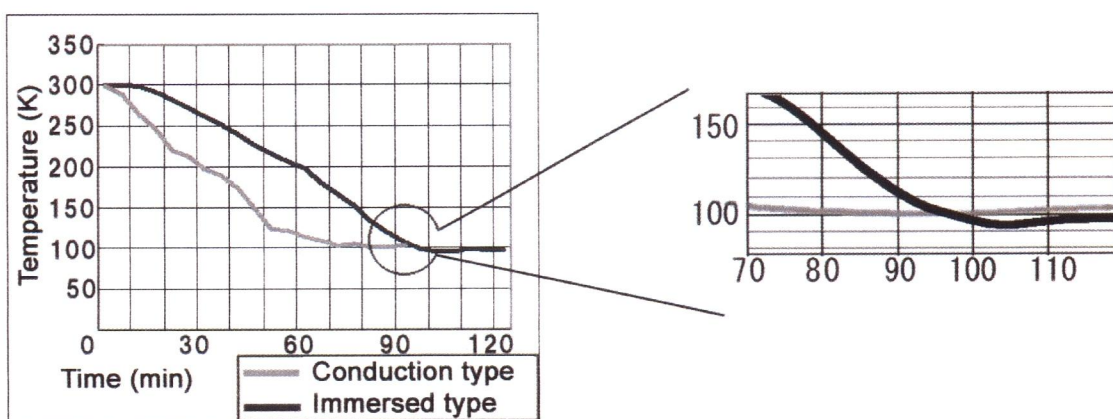


図 5-6 浸漬冷却及び熱伝導冷却バルク体温度および冷却時間の比較

表 5-1 熱伝導冷却方式と浸漬冷却方式における回転界磁子

	Thermal capacity [J/K]	Weight of rotor plate [kg]	Outer diameter of rotor plate [mm]	Thickness of rotor plate [mm]	Air-gap [mm]
Conduction type rotor	2096	3.55	303	20	1.0
Immersed type rotor	4778	8.09	324	24	5.5

5.2.2 回転体への冷媒供給機構

本研究で開発したモータは界磁円盤にバルク体が多数個配置されて回転軸と一体となって回転する。多極回転界磁型のバルクモータとしては、このモータが世界で初めてである。このモータを成立させるためには、回転する界磁磁石に冷媒を連続的・安定的に供給して冷却しなければならない。

冷媒の連続供給においては出力軸と一体となった回転子内部に外部からロータリージョイント(北野精機株式会社と共同で製作)を通じて回転子円盤内部に冷媒(現在は液体窒素)を循環させる方式をとった。この低温用ロータリージョイントでは、液体窒素などの冷媒を回転体側面から供給し還流させる設計になっており、装置の設置面積がなるべく小さくなるよう配慮されている。実機による実験の結果として、最大 800 rpm においても安定した冷媒の供給を確認し、回転界磁に対する冷媒の連続供給という技術的問題を解決した。この機構はネオンなど異なった冷媒にも適用可能である。

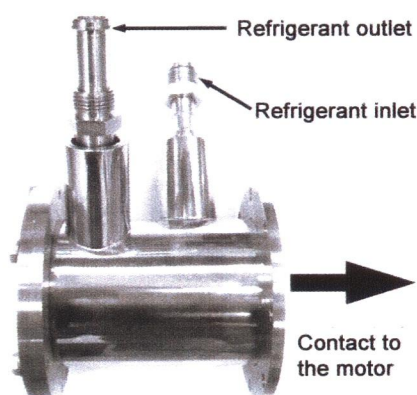


図 5-7 ロータリージョイント

5.2.3 着磁時における界磁盤の固定

回転界磁円盤に実装されたバルク体に対するパルス着磁では、パルス着磁の瞬間にバルク体内部を移動する磁束、バルク体の磁束と電機子巻き線からの最大 7T に達する磁束密度等との間の電磁力が複合された反発力がおこり回転界磁盤に回転方向に強い衝撃力が加わる。この衝撃力は非常に大きく、機器内でパルス着磁を行うとこの衝撃力で主軸の破壊や、界磁や電機子が破損して電氣的な短絡を誘発する。また、回転界磁円盤が回転してしまい、効率的な磁化が困難である。これは、バルク体の捕捉磁場が高いほど顕著になる。この着磁時のバルク体の移動を防ぐためにパルス着磁時に回転界磁円盤を所定の位置で固定し、かつ捻れ力を吸収する機構 “Pulsed Magnetization Stabilizer (PMS)” (図 5-8)を導入した。
[46]

この機構はバルク体の着磁時にはガラス繊維強化複合材料(Glass Fiber Reinforced Plastics : GFRP)で作られたブロックを界磁円盤の両脇から押さえつけることにより磁化時の界磁円盤の回転を抑制する。回転時は GFRP ブロックを開放する。以上の機構により着磁時の界磁子の回転を抑制が可能になり、加えて着磁時バルク体の位置の固定が可能となった。

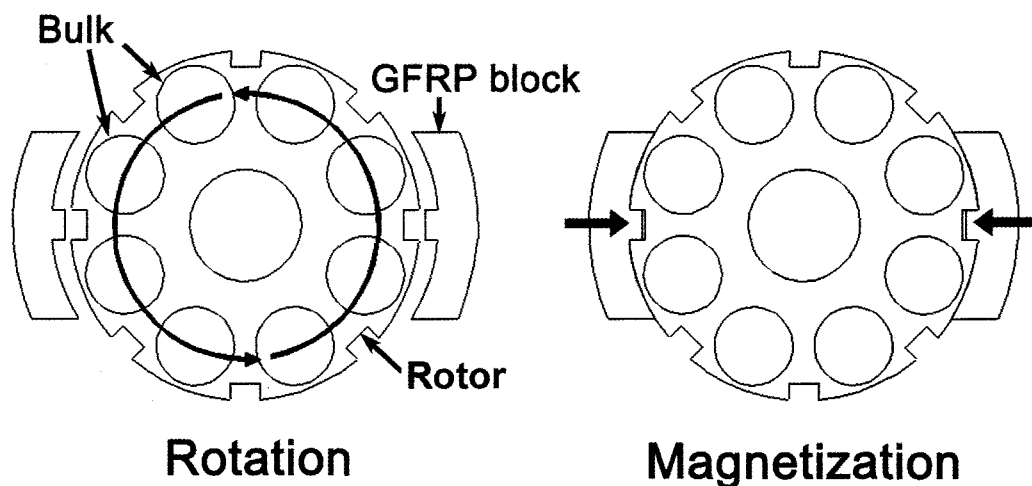


図 5-8 Pulsed-field Magnetization Stabilizer (PMS) 及び着磁時配置

5.3 バルク高温超電導モータ内での着磁試験・性能評価試験

5.3.1 着磁試験

永久磁石を電機子コイルで着磁する技術は既にあるが、バルク高温超電導モータはバルク高温超電導体において最適の着磁技術が必要となる。前章で行ったバルク高温超電導体をモータの電機子でパルス着磁を行った捕捉磁場特性の基礎的研究をふまえ、実際にバルク高温超電導モータを試作し、モータ内での着磁評価を行った。試作機は直径 60 mm 高さ 20 mm の Gd 系バルク磁石 8 個が界磁極として回転子上に周上に配置され、この回転子が出力軸と一体に回るブラシレス単層界磁型である。バルク体 8 個が円周上に配置された回転子を挟んで両側に 6 個ずつ鉄心を持たない渦巻き型電機子コイルが固定される。着磁時は図 5-9 に示すように、磁化する界磁バルク体をスプリット型配置の渦巻き型電機子コイルの間に挿入し、界磁子を 5.2.3 の固定機構で固定しパルス電流を電機子に印加しパルス磁界による着磁を行う。印加磁場は 3.8–7.0 T、パルス電流の立ち上がり時間は 7 ms で、前章の結果からパルス着磁は各バルクに付き数回、印加ピーク磁場を変化させて行った。

電機子電流と同期させて機器を駆動させるための回転界磁を構成するため界磁盤の隣り合うバルク体の磁極は反対になるように印加パルス磁界の極性を換えて着磁を行った。磁場は界磁コイル横に設置されたホールセンサで計測した。バルク表面からホールセンサまでのギャップは 1 mm である。

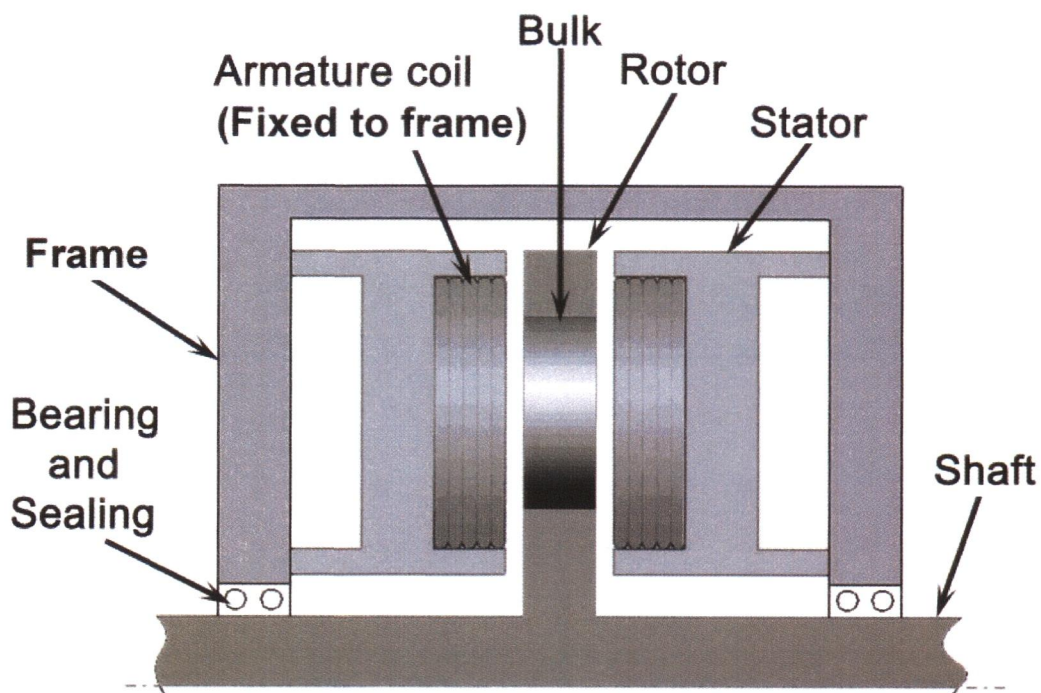


図 5-9 界磁子着磁時配置図



図 5-10 単層型モータによる実験風景

以下に、着時試験の結果を示す。着磁は印加ピーク磁場を 6.7 T、6.7 T、7.7 T と変化させて 3 回、重ねて行った。表 5-2 は各バルクの最大捕捉磁束密度の平均を示し、図 5-11 に界磁円盤に配置された 8 個のバルク体の中心を通る円周上の磁場分布を単位角度毎に 360 度回転させ測定した着磁 2 回目と 3 回目の結果を示す。この図において、捕捉磁束密度が±表示されているのは、電機子電流と同期させて機器を駆動させるためバルク体の極性が S、N と変化している。8 個のバルクが N 極 S 極交互に着磁され、隣り合うバルクの捕捉磁束の向きは逆向きになっていることを示している。またバルクの端で逆磁場が発生しているのが確認できる。3 回目の磁場分布は 2 回目に比べ最大捕捉磁場、総磁束は向上しているが、捕捉磁束密度分布が大きく乱れるバルク体が見られた。この点に関しては第 7 章で改善を試みた。

着磁を行った後、電機子にインバータ(三菱電機社製)から交流電流を通電することにより界磁子は回転した。これより、パルス着磁により磁化されたバルク高温超電導体がモータの界磁として機能し、起動トルクが十分であることを確認した。また最大回転数 500 rpm まで試験を行い安定した回転を得て、最高回転数 875 rpm での回転において界磁子への冷媒(液体窒素)の供給を確認した。

表 5-2 各界磁バルク体の最大捕捉磁束密度

	各バルク体の最大捕捉磁束密度(T)								平均(T)
	A	B	C	D	E	F	G	H	
1st	0.36	-0.34	0.34	-0.37	0.34	-0.33	0.36	-0.34	0.35
2nd	0.44	-0.43	0.43	-0.46	0.42	-0.41	0.45	-0.41	0.43
3rd	0.53	-0.53	0.53	-0.57	0.55	-0.51	0.56	-0.48	0.53

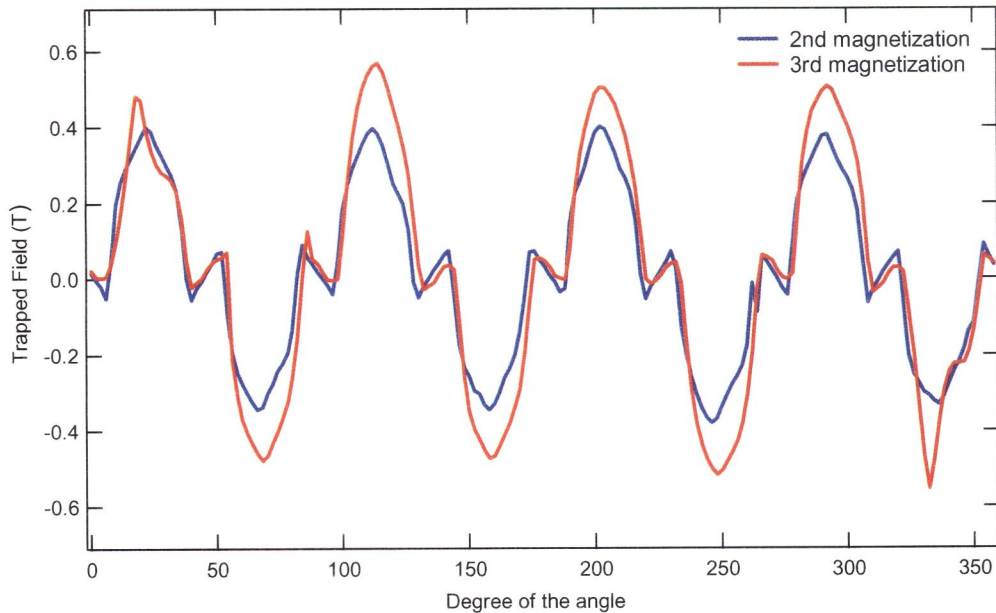


図 5-11 角度による界磁盤の磁束密度分布

5.3.2 モータ特性

製作した液体窒素冷却アキシアルギャップ型バルク高温超電導同期モータは回転界磁子が8極で、着磁コイルにもなる一対の電機子に挟まれており、平均最大捕捉磁場が 0.53 T である。

冷却開始から着磁可能になるまでの時間は約 180 分で上記のように各界磁バルクをパルス着磁にて磁化後、以下の試験からモータの特性の評価を行った。なお、本モータは、2つのバルク結晶の良質な面をはり合わせた複合バルク高温超電導体(7.1.1 参照)を使用しているため通常のバルク体に比べ着磁量は大きくなっている。

5.3.2.1 トルク定数測定

電動機の出力は

$$P = \omega T \quad 5.1$$

であたれられ、電動機のトルク T は次式で与えられる。

$$T = KI\phi \quad 5.2$$

ここで、 I は電機子電流、 ϕ はバルク高温超電導体に捕捉された合計の磁束量、 K は定数である。 ϕK はトルク定数として定義され、単位電流あたりに発生できるトルクの大きさを表す。

界磁子を磁化した後、電機子に直流定電流を流しトルク定数の測定を行った。図 5-12 に静止トルクの電機子電流依存性を示す。これより、静止トルクは電機子電流に対して直線的に増加するのがわかる。トルク定数 ϕK は直線の傾きから求められ、1.08 Nm/A であった。

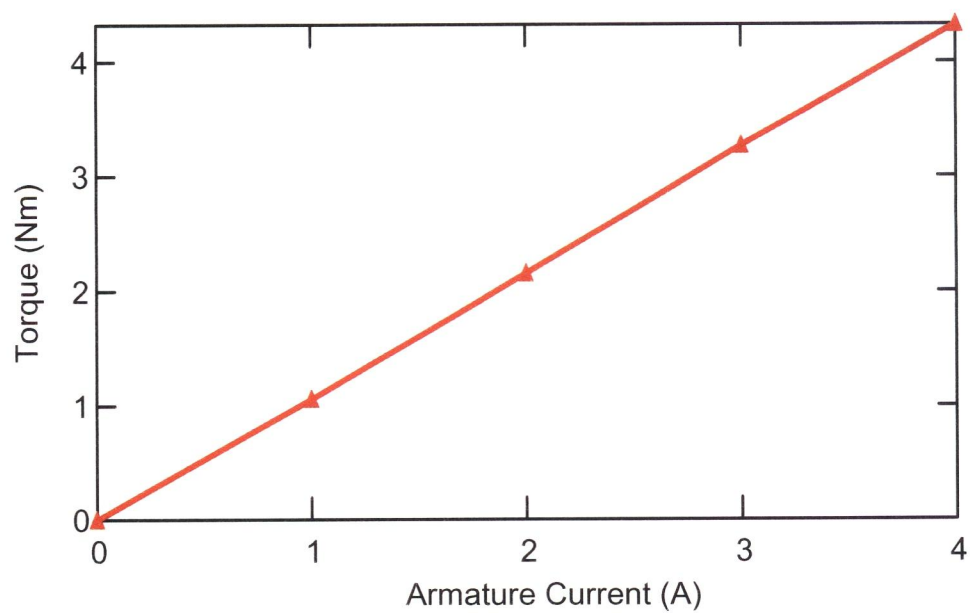


図 5-12 静止トルクの電機子電流依存性

5.3.2.2 発電試験

図 5-13 のように超電導モータを永久磁石(PM)モータ(SST4-23P7AEA：安川電機社製)と直結し、発電試験を行った。

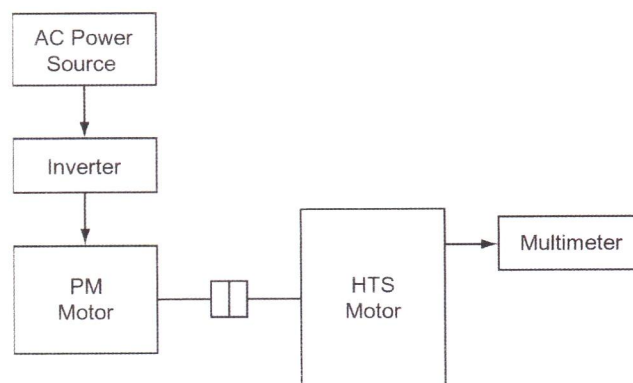


図 5-13 発電試験概略図

PM モータの回転数を変化させ単相発電波形を計測した結果を図 5-14 に示す。誘起単相電圧において発電波形のゆがみが観測された。計測された発電波形に FFT(Fast Fourier Transform)を用いて周波数解析を行った結果を図 5-15 に示す。

同期モータの回転数(N : rpm)と発電周波数(f : Hz)の関係は

$$f = N \cdot p / 120 \quad 5.3$$

で表される。このときの p は同期モータの界磁子の極数であり、本モータにおいては 8 極である。各回転数とも基本波とともに、主にその 3 倍の高調波が観測された。

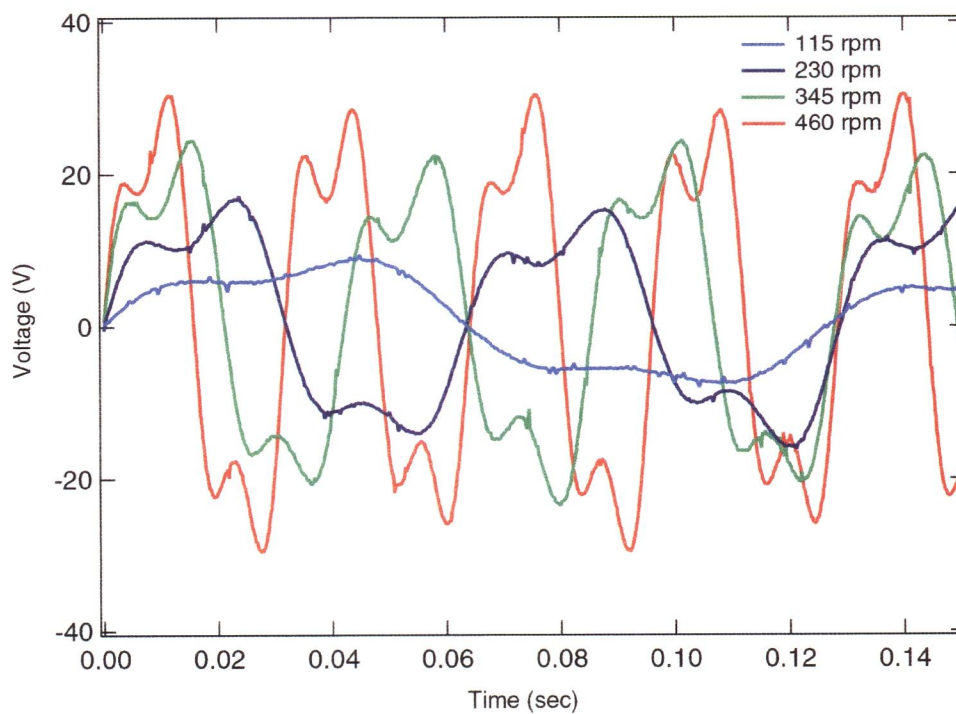


図 5-14 単相発電波形

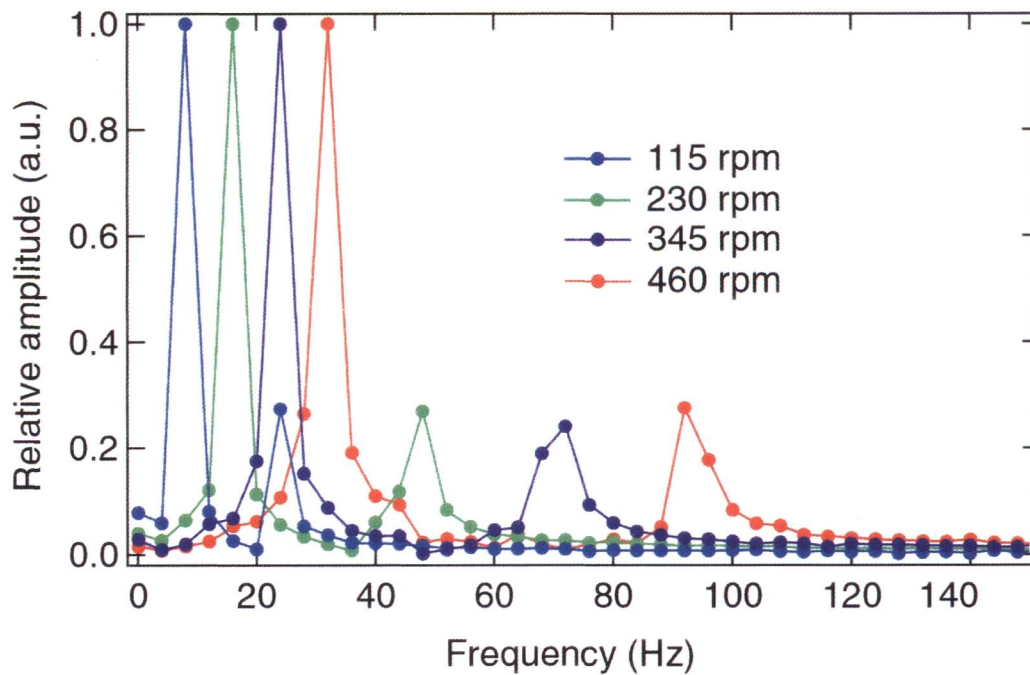


図 5-15 発電波形 F F T 解析結果

次に 230 rpm において、各相をスター結線にて接続し、線間電圧を計測した。その結果を単相電圧と併せて図 5-16 に示す。線間電圧は単相電圧に比べて発電波形の乱れが著しく少ない。各発電波形に FFT 解析を行うと、単相発電波形に見られた基本周波数の 3 倍高調波が明らかに減少している(図 5-17)。これは三相機においては第 3,9,15 などの 3 の倍数の奇数次高調波は三相とも同位相になり、スター結線した場合の線間電圧の 3 の倍数の奇数次高調波は、各相で打ち消しあうからである^[47]。

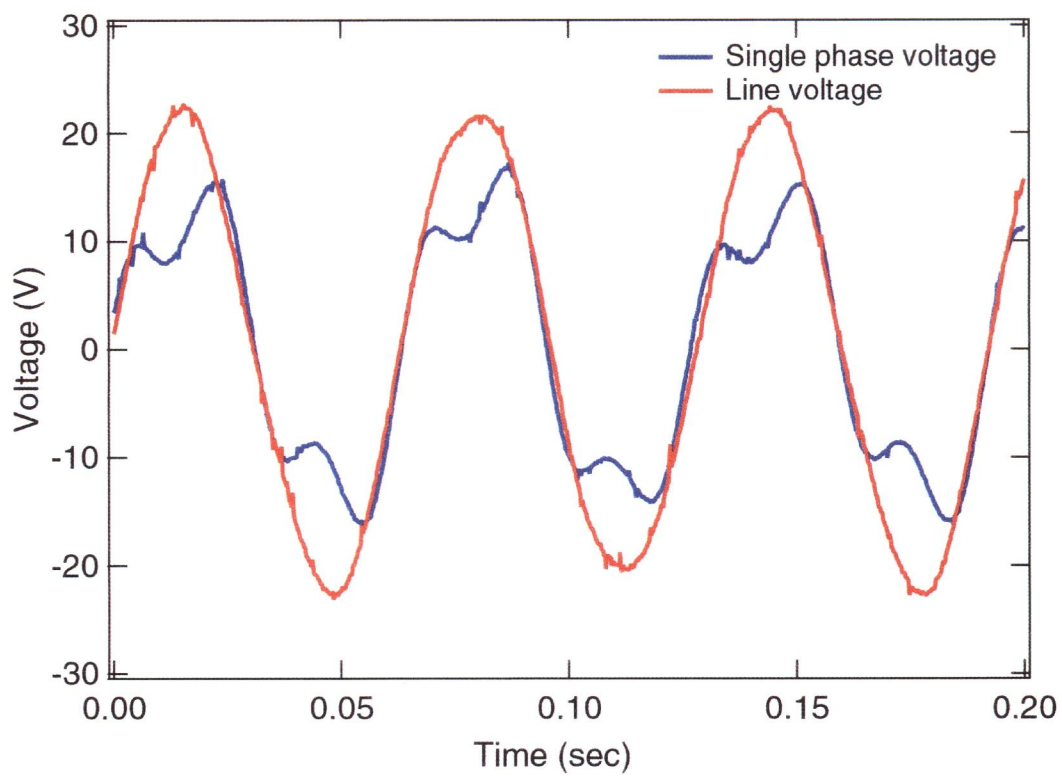


図 5-16 誘起線間電圧波形(230 rpm)

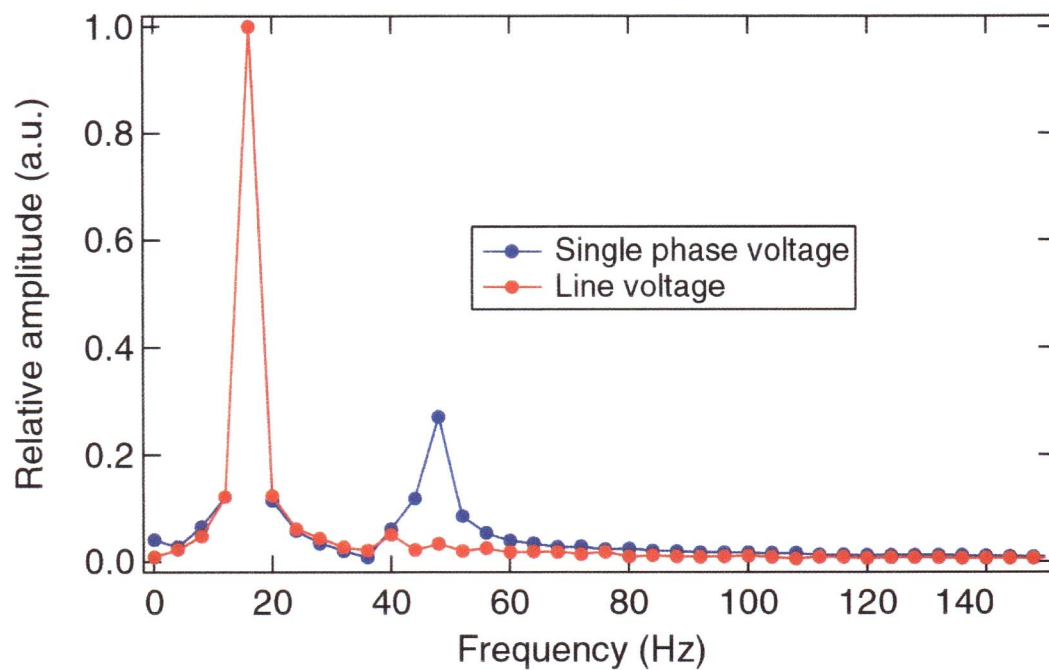


図 5-17 誘起線間電圧FFT解析比較(230 rpm)

発電試験で得られた発電波形歪み、高調波の発生原因を解明するため、高温超電導モータにおける発電シミュレーションモデルを製作し実際観測された波形との比較を行った。発電シミュレーションの界磁子モデルには3章で行なった着磁実験にて得たバルク体の捕捉磁束密度分布を用いた。用いた界磁子の磁束密度分布モデルは8個の界磁バルク全てがの理想的な磁束密度分布である円錐型に近い磁束密度分布を持つ界磁子モデル A(図 5-18)と、バルク体の磁束密度分布が GS 部分で崩れたもの等、界磁バルクが異なる磁束密度分布を持つ界磁子モデル B(図 5-19)をもちいた。シミュレーション結果を図 5-20、それを FFT 解析を行なった結果を実測地と併せて図 5-21 に示す。全てが円錐型に近い磁束密度分布モデルを用いた界磁子モデル A のシミュレーション結果では発電波形はピーク付近で落ち込みが見られるが、波形自体は周期的であった。しかし、異なる磁束密度分布を持つ界磁子モデル B では実際得られた発電波形に近い波形が得られた。

このことから、製作した高温超電導モータの界磁バルクの捕捉磁束密度分布は全てが円錐形ではなく、各界磁バルクに分布に乱れがあると推測される。また、FFT 解析から界磁モデル A、B 両方から3倍の高調波成分が計測された。また、磁束密度分布が乱れたモデルでは基本波の3倍の以外の高調波が観測された。この結果から界磁子バルクの捕捉磁束密度分布は乱れがなく円錐型に近いもの好ましい。

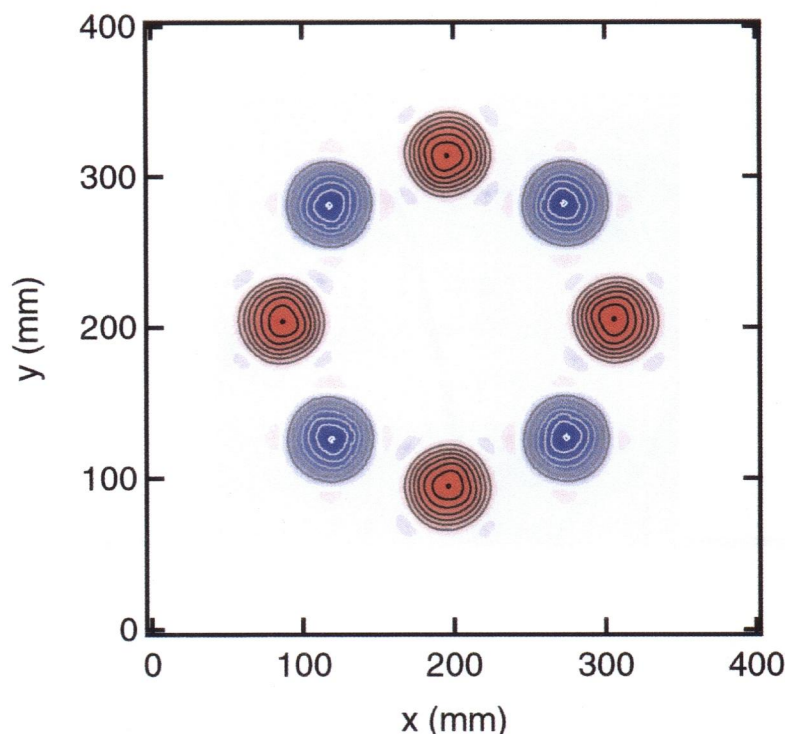


図 5-18 界磁子モデル A

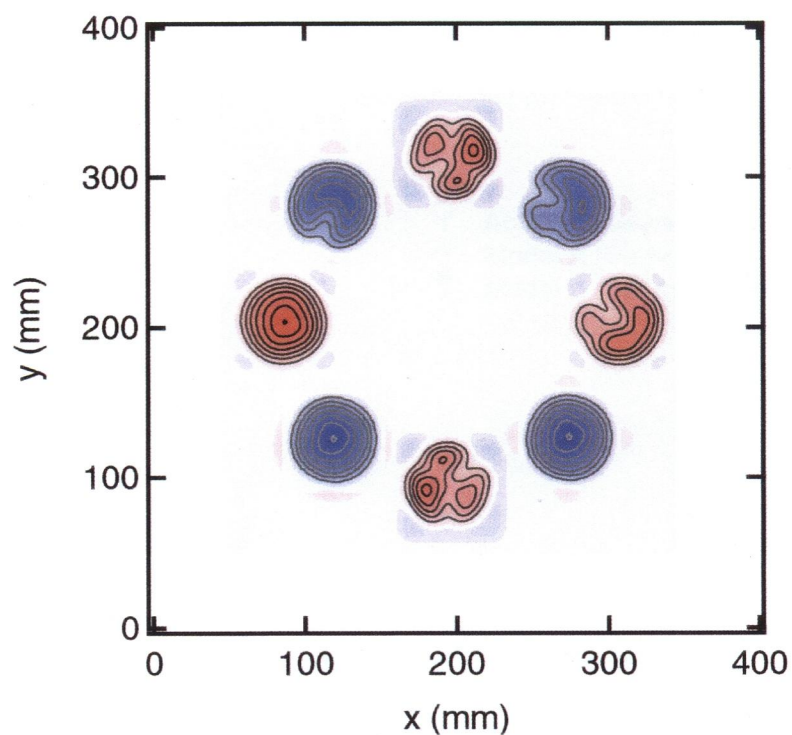


図 5-19 界磁子モデル B

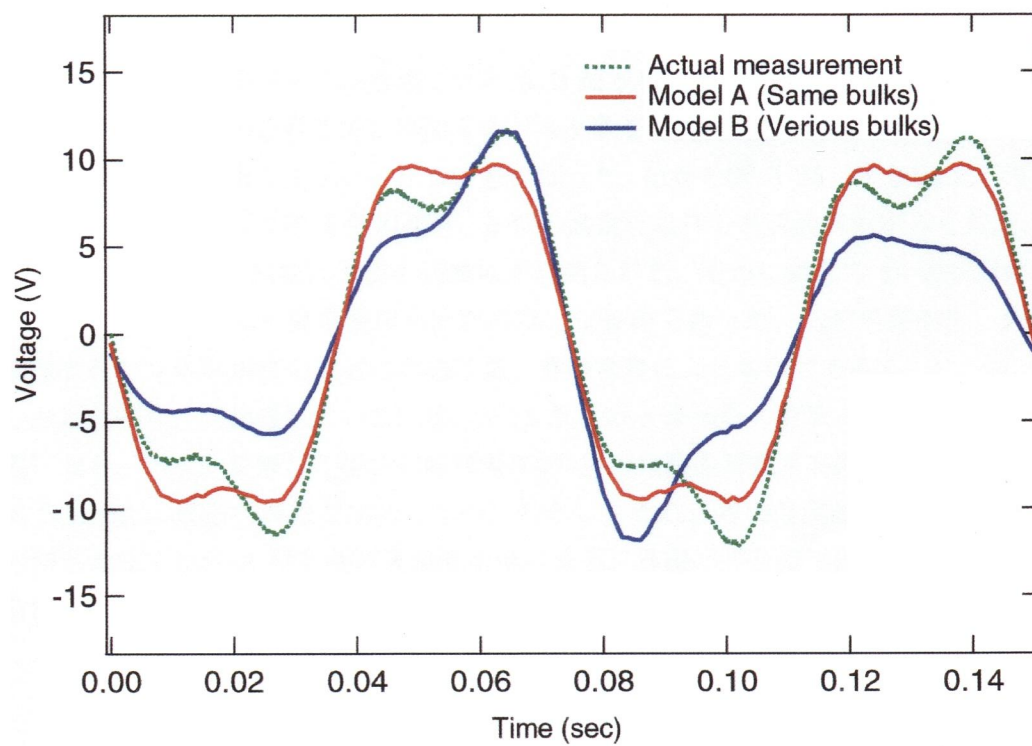


図 5-20 単相発電波形のシミュレーション比較

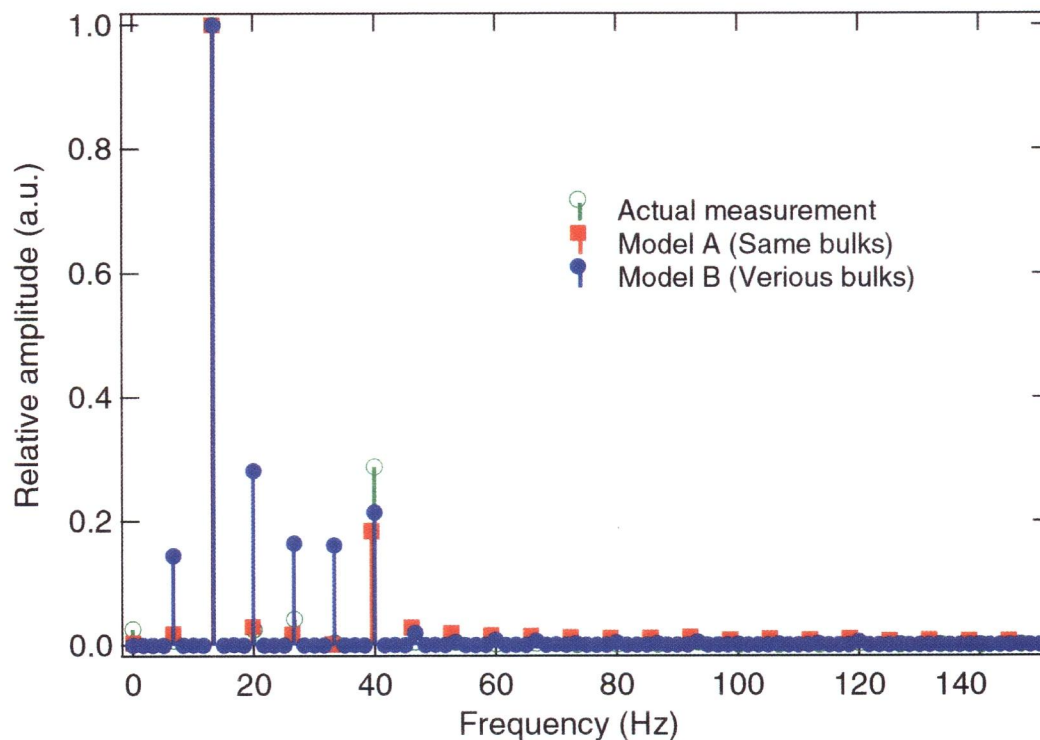


図 5-21 単相発電波形のシミュレーションFFT解析比較

シミュレーション結果からは界磁モデル A、B 両方から 3 倍の高調波成分が計測された。この高調波成分の原因を得る為に界磁子のバルク数を図 5-22 示すように 4 個から 10 個まで偶数個変えて発電シミュレーションを行なった。結果を図 5-23、図 5-24 に示す。FFT 解析結果から界磁バルクが 4 個の場合、3 倍の高調波以外の高調波成分がみられた。6 個、8 個の場合は実測時と同様に 3 倍の高調波が計測された。それに対して 10 個の場合は高調波成分がみられず、また発電波形も乱れのない正弦波であった。この結果から、発電試験で観測された 3 倍高調波の原因は界磁子数、界磁密度によるものである。

しかしながら、三相機においては第 3, 9, 15 などの 3 の倍数の奇数次高調波は三相とも同位相になり、スター結線した場合の線間電圧の 3 の倍数の奇数次高調波は、各相で打ち消しあう為現在の構造で問題にはならない。しかし、それ以外の高調波はモータの運転時に悪影響を及ぼすため 3 倍以外の高調波を避ける為、界磁バルクは円錐に近い形に磁束を捕捉されることが望ましい。

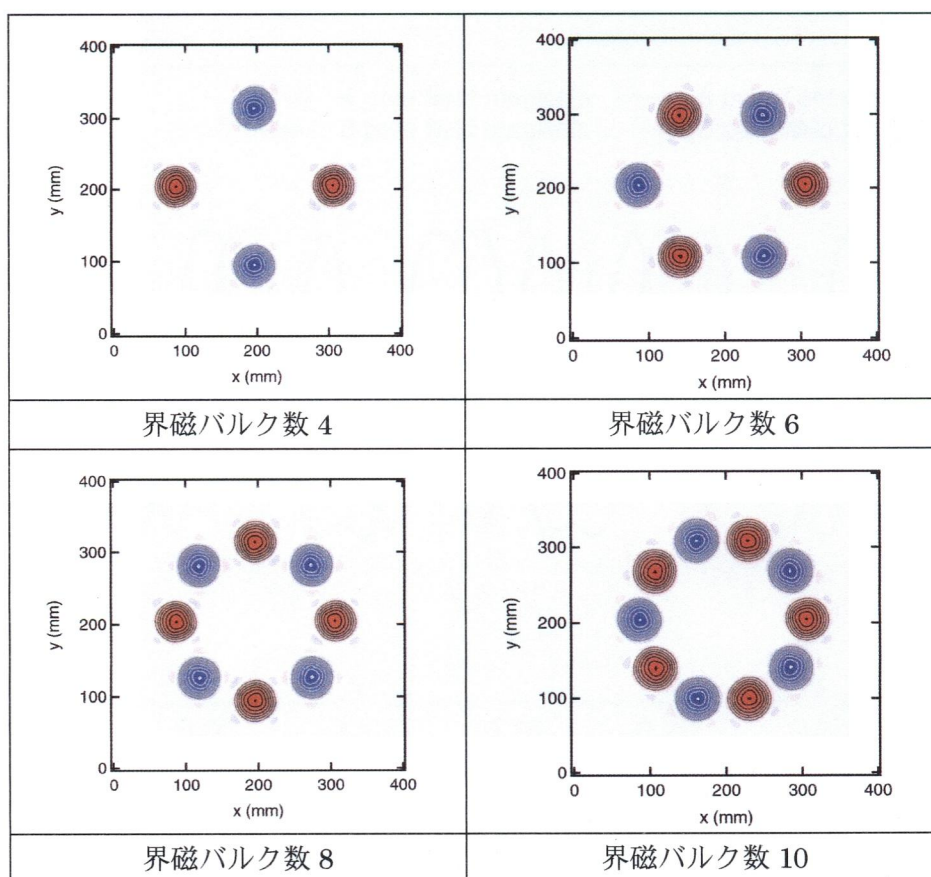


図 5-22 界磁バルク配置

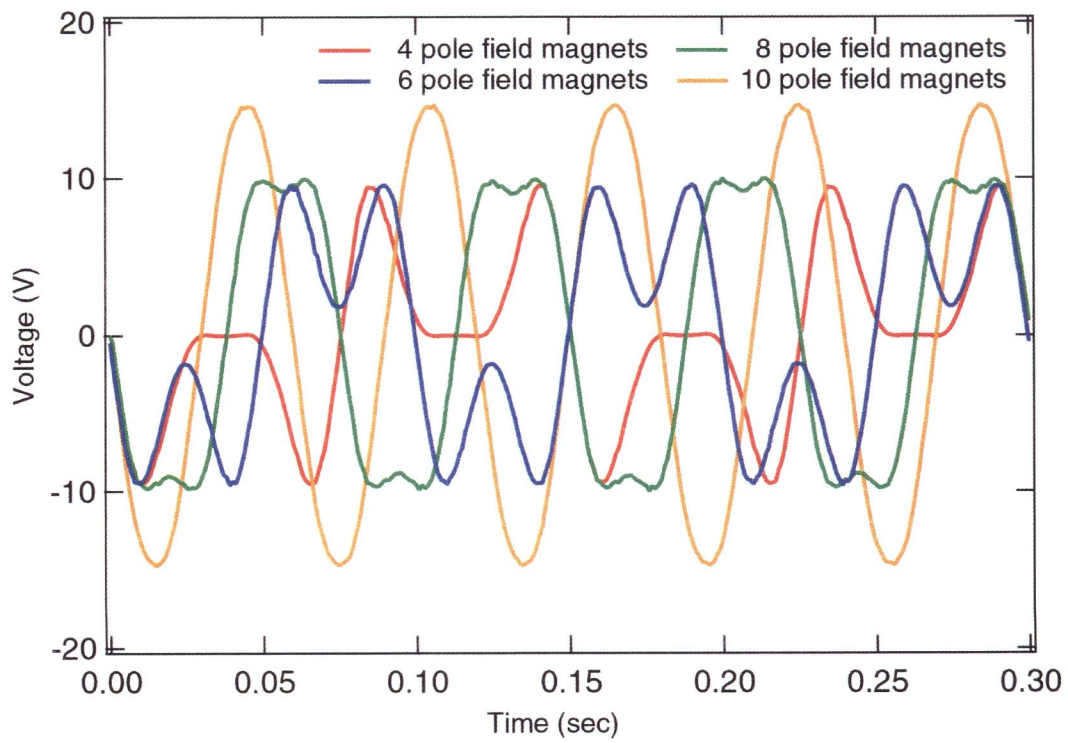


図 5-23 界磁バルク数によるシミュレーション比較

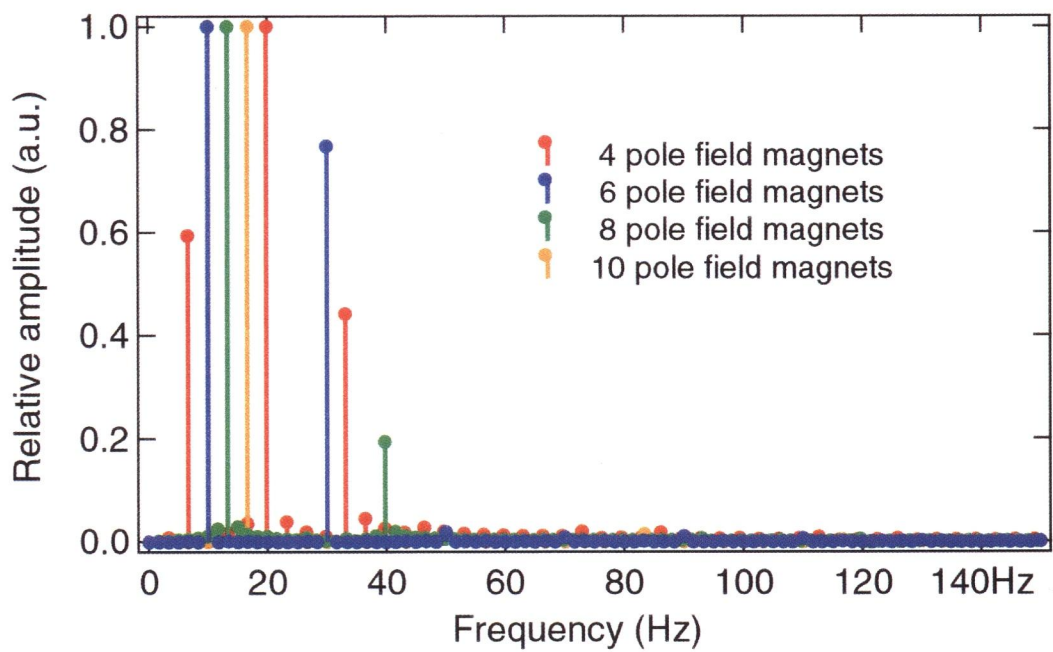


図 5-24 界磁バルク数によるシミュレーション FFT 解析比較

5.4 まとめ

前章で得た Gd 系バルク高温超電導体を回転界磁磁石として用いる上で不可欠なパルス着磁技術に関して、モータの電機子を兼ねる対向する渦巻き型コイルによって、バルク界磁磁石にパルス磁界を加えて効率よく電動機内部で着磁させる方法を考案した。冷却、着磁試験を経て界磁磁石を液体窒素によって冷却する実証同期モータモデルの回転試験に成功した。製作したモータについて、機器内での界磁バルク体の着磁試験の結果、磁化を確認した後、定トルク測定、発電試験、無負荷運転試験等の評価試験を行った。その結果得られた数値を表 5-3 に示す。

今後の課題として、モータの出力向上及び、バルク体に対するパルス着磁法に関する課題があげられる。現状のパルス着磁で捕捉される磁場は最大でも静磁場着磁時の約 70% 程度である。また、静磁場着磁時のように安定した円錐形に近い磁場分を得るに至っていない。これは単相発電波形からも示され、界磁バルクの磁束密度分布の乱れはモータにとって好ましくない。

この問題に関してモータの出力向上については次章で述べる複層型界磁構造モータを考案した。また界磁バルクにおいては、第 7 章でバルク体自体の改良及び着磁コイルの改良等の実験をおこなった。一方、バルク体をより低温 (30~40 K 付近) まで冷却することで、バルク体自身の捕捉磁束密度の上限を大きくすることが可能である。電機子が発するパルス磁場は瞬間的に 7~8 T に達するので、2 T を大きく超える磁場を捕捉することも難しくはない。そこで、冷凍機を用いて現状を超える磁束をバルク体に得る試みを行った。この結果についても第 7 章で述べる。

表 5-3 アキシアルギャップ型バルク高温超電導同期モータ

モータタイプ	アキシアルギャップ
界磁盤数	1
冷却冷媒	液体窒素
界磁盤層数	1
バルク数	8
電機子コイル数	12
平均ピーク捕捉磁束密度	0.56 T
トルク定数	1.08 Nm/A

第 6 章 複層界磁型バルク高温超電導モータ

モータの回転力(トルク)は、界磁子の総磁束が多いほど大きい。アキシアルギャップ型モータは回転子と電機子を出力軸方向に交互に配置する多層構造をとることによりその総磁束を増加がすることが可能である。モータの高トルク化を目的とし、前章で述べた回転界磁子が一層、電機子が二層であった単層界磁モータに対し、回転界磁子が二層、電機子を三層とし、固定電機子の間に回転界磁を挿入する、複層界磁構造のモータの創案、製作を行った(図 6-1)。複層型構造にあたって必要な要素技術として、渦巻き型コイルを用いたパルス着磁が 3 つの渦巻き型コイルの間にバルク磁石を挟んだ複層界磁構造により着磁においての有効性を検証する為、単層型と同様にモータ外部にて着磁試験を行った。続いて、実際に複層界磁型高温超電導モータを試作してその有効性を実証する評価試験を行った。

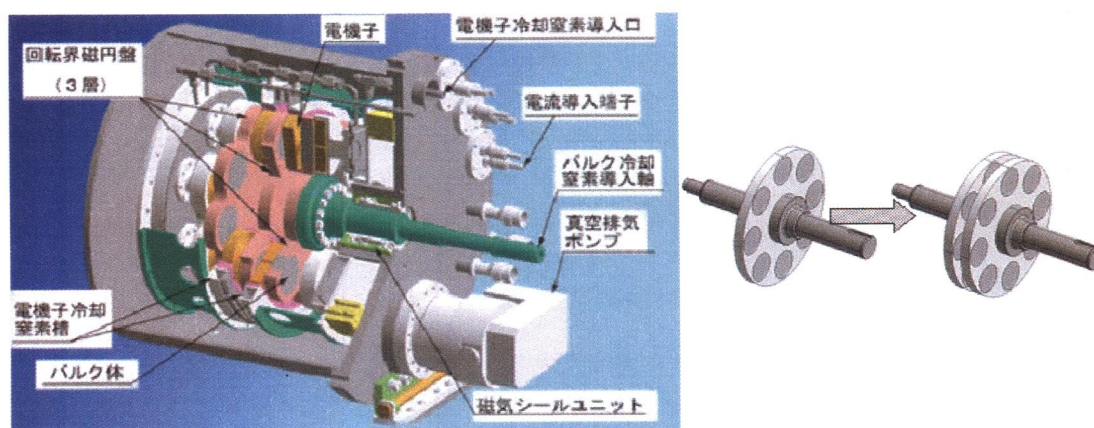


図 6-1 多層型界磁実証機概略図、多層化概念図

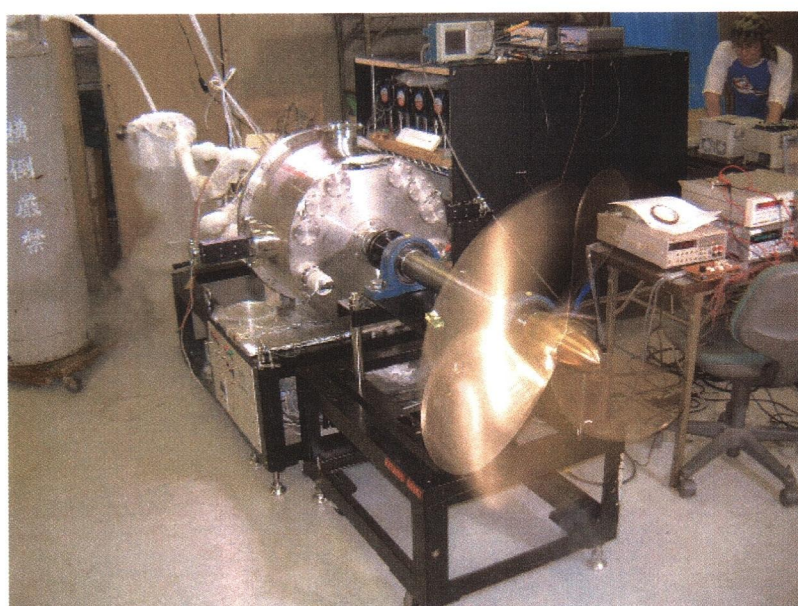


図 6-2 複層界磁型バルク高温超電導モータ

6.1 複層型界磁構造における着磁実験

複層型構造の要素技術として、3つの渦巻き型コイルの間にバルク体を挟んだ状態での着磁が単層型構造と同様に可能であるか試験を行う必要がある。まず、モータ外において複層界磁構造のパルス着磁における捕捉磁場分布の磁氣的挙動を明らかにし、単層界磁構造と複層界磁構造の着磁結果を比較した。

複層界磁構造の着磁実験は2個のバルク体を図6-3に示すように、3層の着磁コイルの間に挿入し、単層型の実験と同様の条件で液体窒素浸漬下においてバルク体に数回のパルス磁場を与えて着磁を行った。着磁実験のシステムは図6-4のように3章で行った単層型の実験のシステムを用いて行われた。着磁後、バルク表面(side 1, 2, 3, 4)の捕捉磁束密度分布をx-y平面状にホールセンサ(BHT921)を走査し計測した。

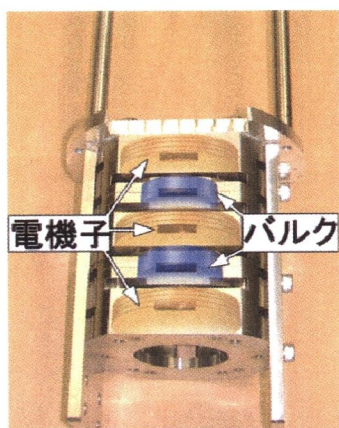


図 6-3 複層型着磁実験配置

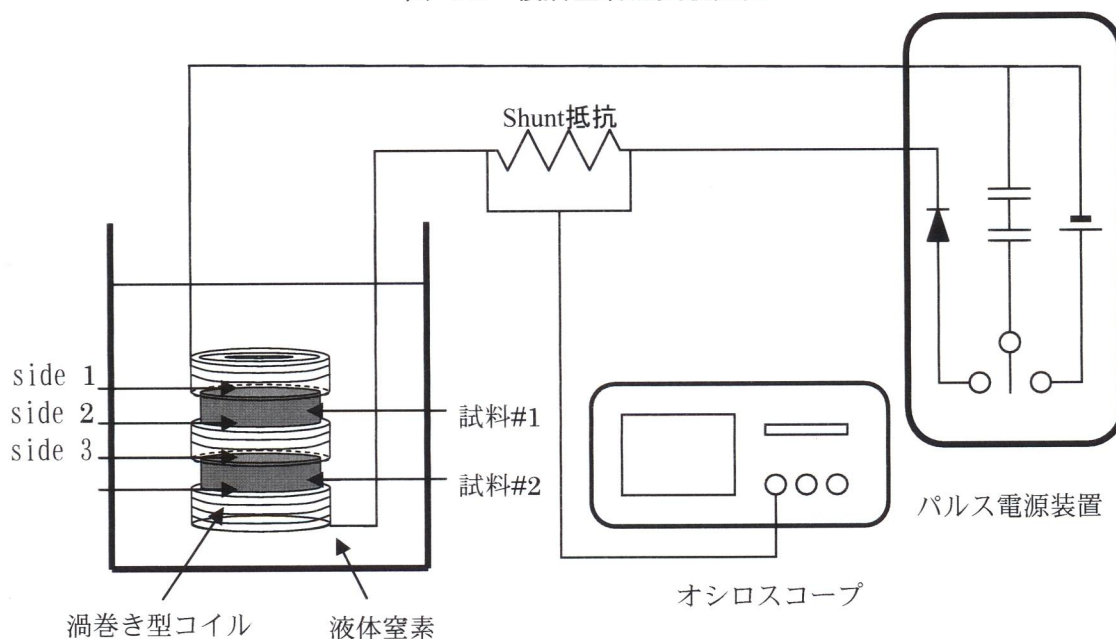


図 6-4 パルス着磁システム構成(複層界磁構造)

6.1.1 複層界磁構造におけるパルス着磁の結果

印加最大磁場 (a)5.5 T, (b)4.7 T, (c)5.5 T, (d)7.8 T, (e)5.7 T の順で着磁を五回繰り返し行った。パルス電流の立ち上がり時間はそれぞれ 7.0 ms である。

図 6-5 にバルク高温超電導体の side 3 の着磁ごとの捕捉磁束密度分布の推移を示す。(a)では最大捕捉磁束密度が 0.58 T、総磁束が 1.02 mWb である。(b)は、最大捕捉磁束密度が 0.61 T、総磁束が 1.06 mWb で形もほぼ変化がなかった。(c)は、最大捕捉磁束密度が 0.67 T、総磁束が 1.14 mWb である。(d)は、最大捕捉磁束密度が 0.84 T、総磁束が 1.02 mWb で最大捕捉磁束密度は増加したが、印加磁場が強かったため捕捉磁束密度分布が乱れている。その後、単層型の実験時と同様に捕捉磁束密度分布が乱れない程度の弱いパルス磁界 (5.7 T) を印加することによって、(e)は、最大捕捉磁束密度が 0.83 T、総磁束が 1.28 mWb で捕捉磁束密度分布を整形した。図 6-6 に、バルク高温超電導体の複層界磁構造にパルス着磁を行ったときの各領域の捕捉磁束密度分布を示す。

複層界磁構造の捕捉磁束密度分布において、パルス着磁における局所的な磁束の運動による温度上昇、結晶成長境界面の存在で捕捉磁束密度分布が乱れているが、単層型の着磁時と同じく印加パルス磁場の与え方を変えることにより捕捉磁束密度分布の整形が可能である。この結果から、最適化された複数のパルス磁場の印加によりパルス着磁が単層型と同様に問題なく可能であることを実験的に明らかにした。このことから、高温超電導バルク体複層界磁のモータへの実装が可能であることを確認した。

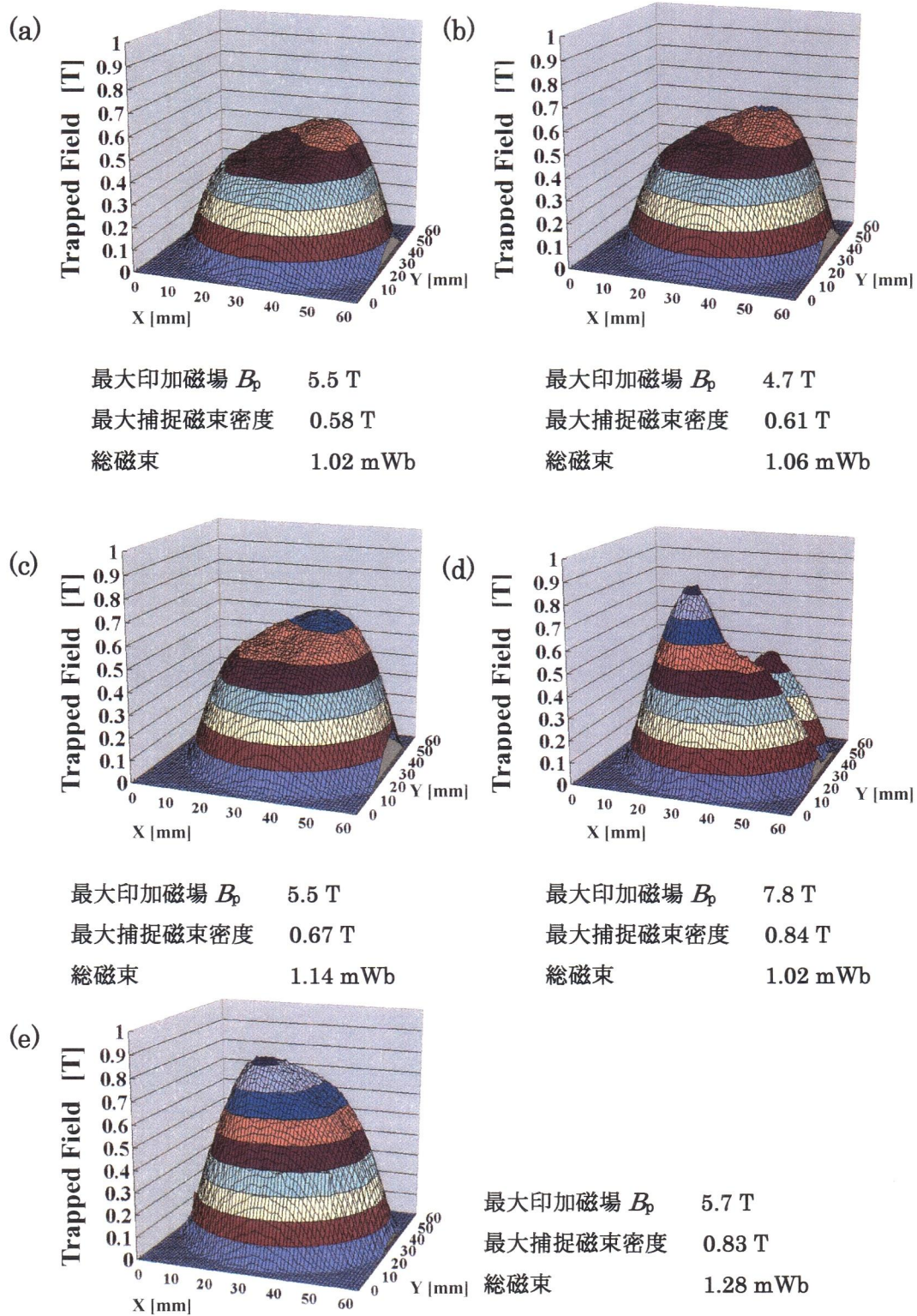
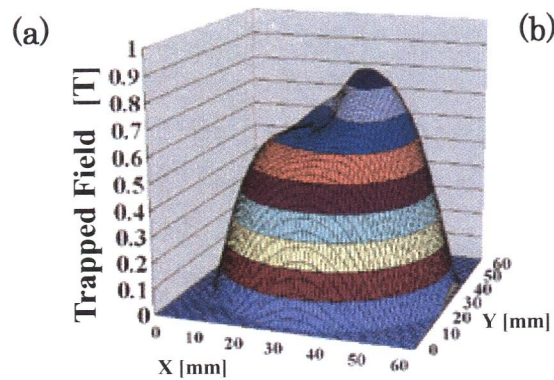


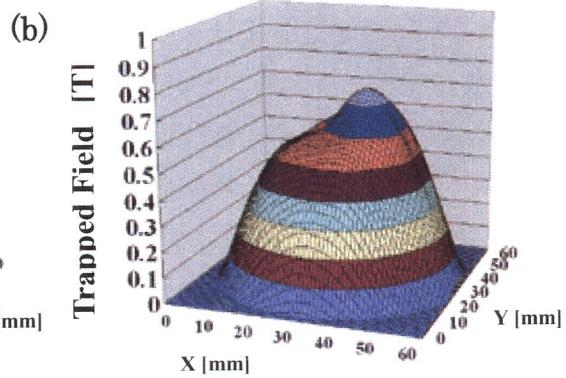
図 6-5 バルク複層界磁構造 side 3 における捕捉磁束密度分布の推移



Side 1

最大捕捉磁束密度 0.85 T

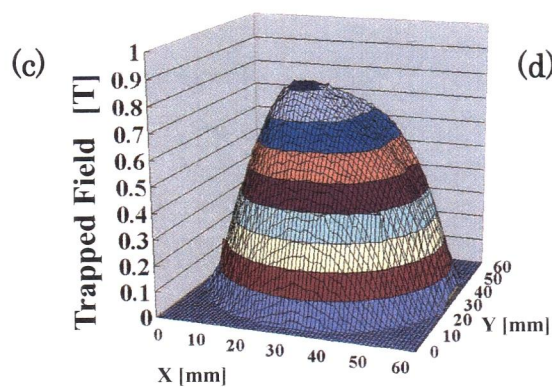
総磁束 1.31 mWb



Side 2

最大捕捉磁束密度 0.75 T

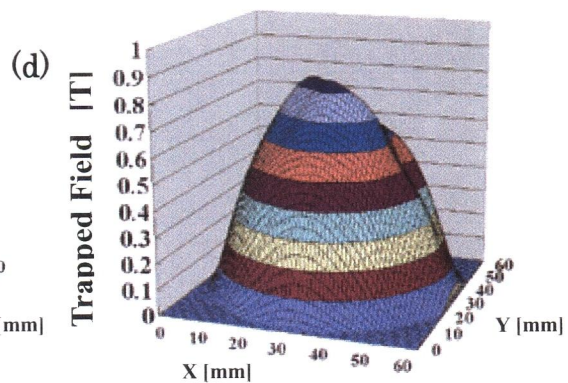
総磁束 1.09 mWb



Side 3

最大捕捉磁束密度 0.83 T

総磁束 1.28 mWb



Side 4

最大捕捉磁束密度 0.84 T

総磁束 1.26 mWb

図 6-6 バルク複層界磁構造における着磁結果

6.2 複層型バルク高温超電導モータ

前節の着磁試験から得られた結果より、超電導モータの出力向上を目的とし、回転界磁円盤及び固定電機子を複層化した複層型高温超電導モータを作成した(図 6-7)。

複層型モータは冷却機構、界磁固定機構、冷却機構等の基本的な構造は前節の単層型モータと同様の構造を持つ。中間電機子部は、図 6-9 に示すように構成されており、中間電機子は樹脂製の本体・フタにより固定ねじで締結されている。各コイルの隙間にはスタイキャスト 2850FT (絶縁性接着剤) が流し込まれている。スタイキャストは熱膨張係数が低く、絶縁性があると同時に高い熱伝導率を持っており中間電機子を冷却する上で効果的である。

複層型同期モータ設計仕様は

- ・同期モータ : 界磁 8 極/電機子 6 極
(アキシアルギャップ型)
- ・回転界磁数 : 2 層
- ・固定電機子数 : 3 層
- ・出力 : 60 kW/720 rpm/100 A
- ・容積 : 直径 600 mm × 全長 730 mm
- ・冷却方式 : 液体窒素循環型

とした。今回製作した複層型モータは軸方向にマージンを持たせて製作しており、回転界磁円盤 3 層まで増設可能な設計である。

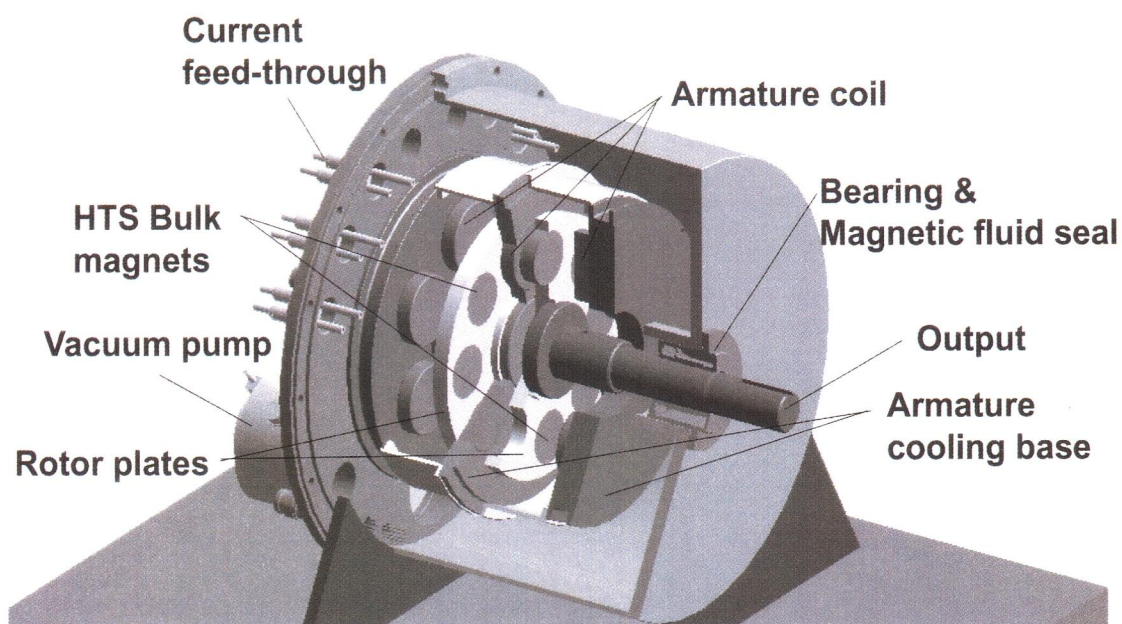


図 6-7 複層型バルク高温超電導モータ

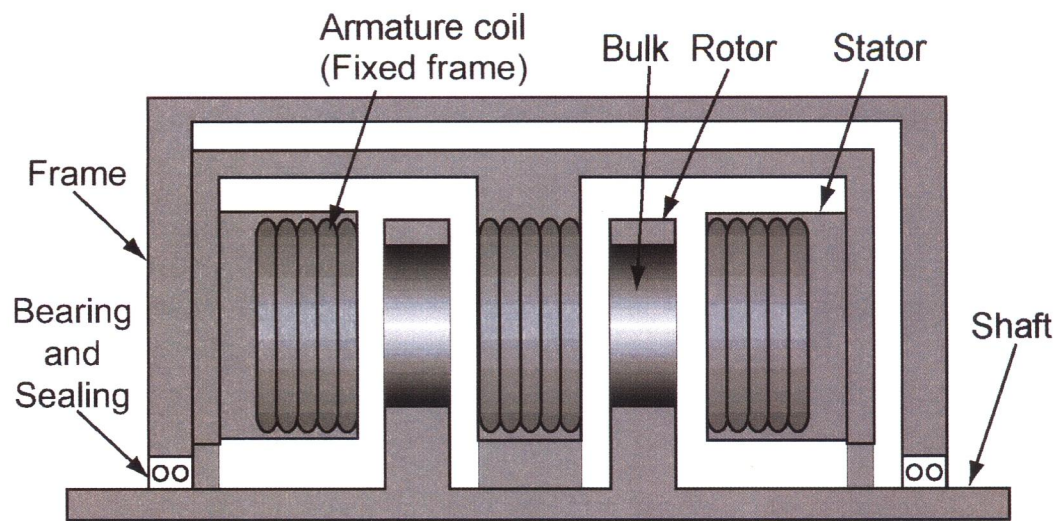


図 6-8 複層型高温超電導モータにおける着磁時配置

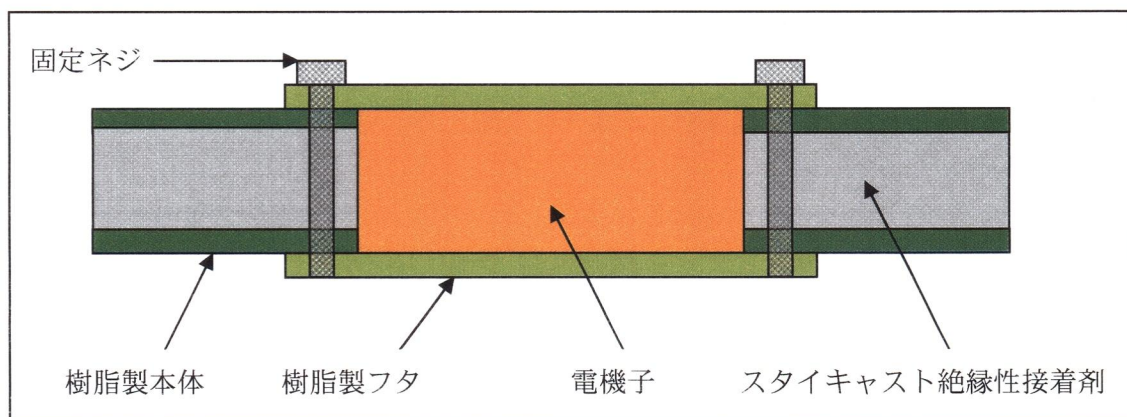


図 6-9 中間電機子概念図

6.3 評価試験

作成した複層型(Twinned rotor type)バルク高温超電導モータの評価試験を行った。まず、着磁試験を行いその後、単層型と同様の評価試験を行う。また評価試験結果においては比較のため、併せて単層型(Single rotor type)の試験結果も表記した。

6.3.1 複層型モータ界磁子の着磁

単層型モータと同様に複層型モータ内においての界磁バルクへの着磁結果を示す。バルク体の捕捉磁束密度分布は図 6-10 のようにバルク体の中心を通るように 15 mm 間隔でホールセンサ(THS118)を配置し計測した。

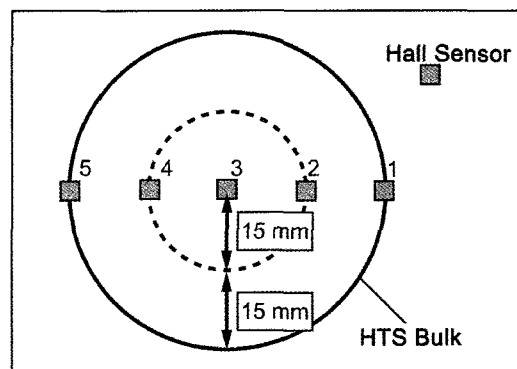


図 6-10 ホールセンサ配置

次に界磁円盤に配置された 8 個のバルク体の磁場分布をバルク体の中心を通る位置のホールセンサ(センサ 3)で、単位角度毎に 360 度回転させ測定した結果を図 6-11 に示す。ここで出力軸側の界磁盤を第二層目、他方を第一層目とした。

図 6-12 は 5 つのホールセンサで計測した角度毎の磁場分布を回転界磁子に合わせて視覚化したものである。結果から、第二層目の界磁子の配されたバルク体の捕捉磁場が低くなっているのがわかる。この原因は、第二層目に使用したバルク体に「エポキシ樹脂」を含ませている為である。バルク体の機械的強度を上げるために、16 個の界磁バルク体のうち 8 個に対してエポキシ樹脂含浸を行ったバルク体を使用した。しかし、エポキシ樹脂含浸したバルク体は熱容量が増加し、熱伝導率が低下するため冷却効率が悪い為バルク体の性能が低下する傾向がある。第二層目に使用したバルク体がこれであった為に、捕捉磁束密度が低いものとなってしまったと考えられる。

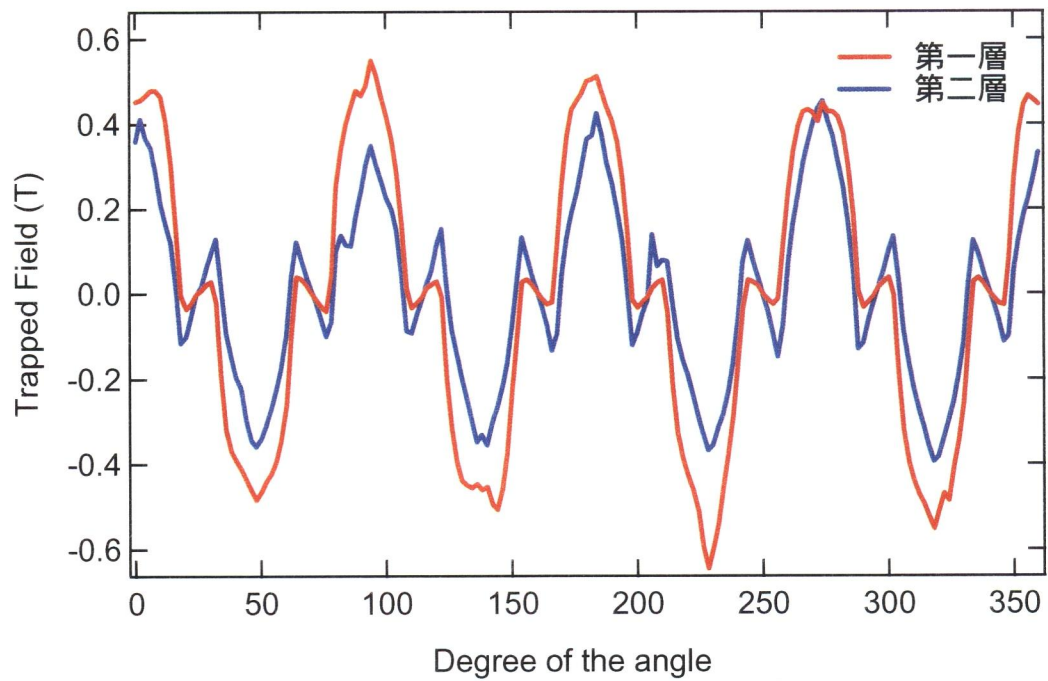


図 6-11 角度によるバルク体の捕捉磁束密度の変化

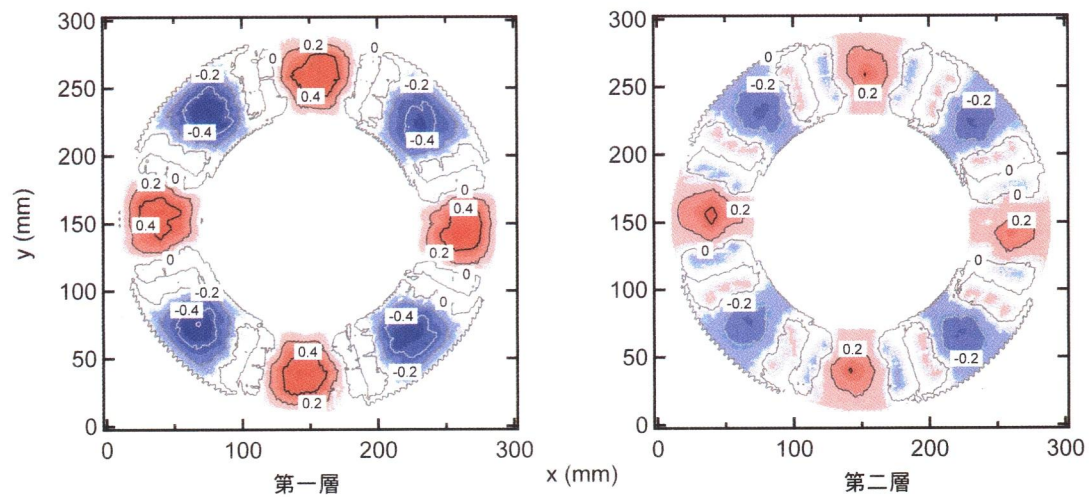


図 6-12 各界磁円盤におけるバルク体の捕捉磁束密度分布

表 6-1 複層型モータ 第一層、第二層 各バルク体の最大捕捉磁束密度

	バルク体の最大捕捉磁束密度 (T)							
	A	B	C	D	E	F	G	H
第一層	0.67	-0.55	0.47	-0.63	0.58	-0.50	0.58	-0.49
第二層	0.37	-0.38	0.45	-0.36	0.39	-0.35	0.31	-0.34

6.3.2 トルク定数特性

界磁子を磁化した後、電機子に直流電流を流し複層界磁同期モータのトルク定数の測定を行った。トルク定数 ϕK は前章での単層界磁同期モータが 1.08 Nm/A に対し複層界磁同期モータが 1.32 Nm/A であった。複層型におけるトルク定数の大幅な上昇が得られなかった原因は、各界磁バルク体のピーク磁束密度の平均値は単層型で 0.56 T、複層型で 0.46 T とバルク体の捕捉磁束量が単層型に比べ少なかったとためと考えられる。複層界磁同期モータでは単層型で使用した、捕捉磁束性能の優れた張り合わせバルク体(7.1.1 参照)ではなく従前のバルク体を実装し、また前述のように複層型には含浸バルクを使用しているため単層型に比べてバルク単体の総磁束量が少ない。しかし、複層界磁同期モータに良質なバルクを実装し、単層型以上に磁場を着磁することができれば、更なる高トルク化を期待できる。

また、複層型同期モータは着磁の際、印加磁場が 4 T 付近までは問題ないものの 5 T 以上に強めると中間コイルの樹脂製のケーシングおよびスタイクキャストにおいて亀裂が確認された。そのため、現在のところ、印加磁場 4 T 付近で平均的に 0.5・0.6 T 程度の着磁ができるものの 1 T を目指す場合には 7 T 以上の印加磁場が必要となってくる。このためには、強度の問題を解決する必要がある。高磁場におけるパルス着磁に耐えうる強度を持つ、新たな中間電機子コイルの支持部分の設計と製作により単層型同期モータにて実証された 1 T までの着磁が可能となる。

電動機のトルクは、電機子電流と界磁総磁束によって決まるので界磁バルクの捕捉磁束量を増やすことによって更に高出力化の実現が可能となる。

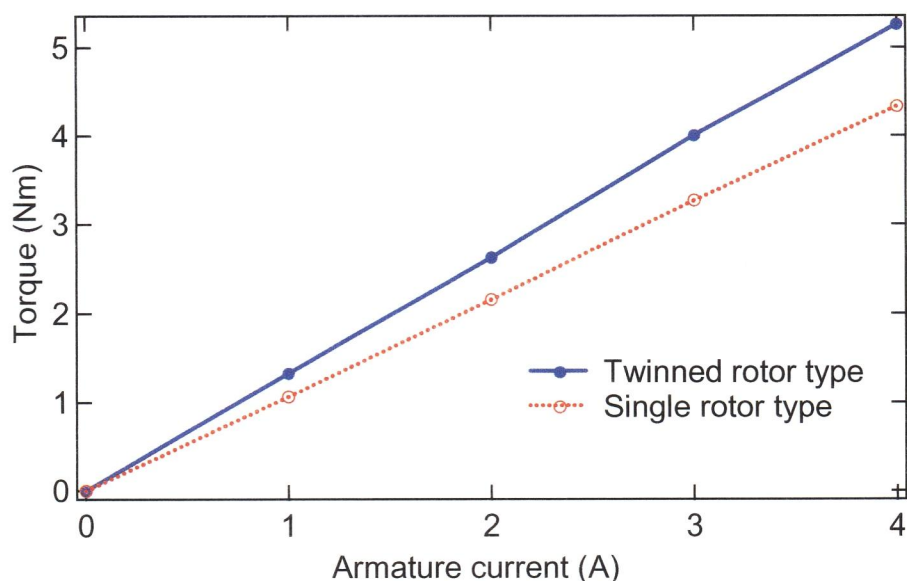


図 6-13 静止トルクの電機子電流依存性

6.3.3 連続回転試験

複層型モータを用いて無負荷状態において 50 rpm から 300 rpm の間の各速度域で連続運転し、運転前と運転後の界磁子の磁場の状態を計測した。磁場分布は 6.3.1 と同様の方法で計測した。なお、着磁直後の磁束のクリープの影響を避けるため、界磁子の磁化後 60 分において磁束密度計測、連続回転試験を行った。運転前と運転後の最大ピーク磁場の減少は 4 % 程度であり、連続運転における大きな磁束の消失は見られなかった(図 6-14、図 6-15)。この結果から、無負荷回転における電機子から受ける交流磁界の界磁バルク捕捉磁場への影響が少ないことを示している。また 300 rpm までの運転においてロータリージョイントによる回転界磁子への冷媒の供給が正常に機能しているといえる。

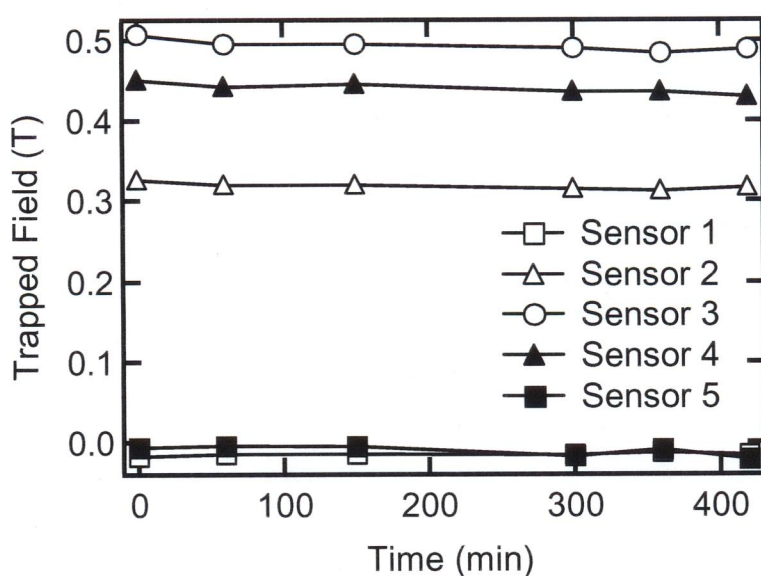


図 6-14 複層型モータ連続運転における捕捉磁束密度の推移

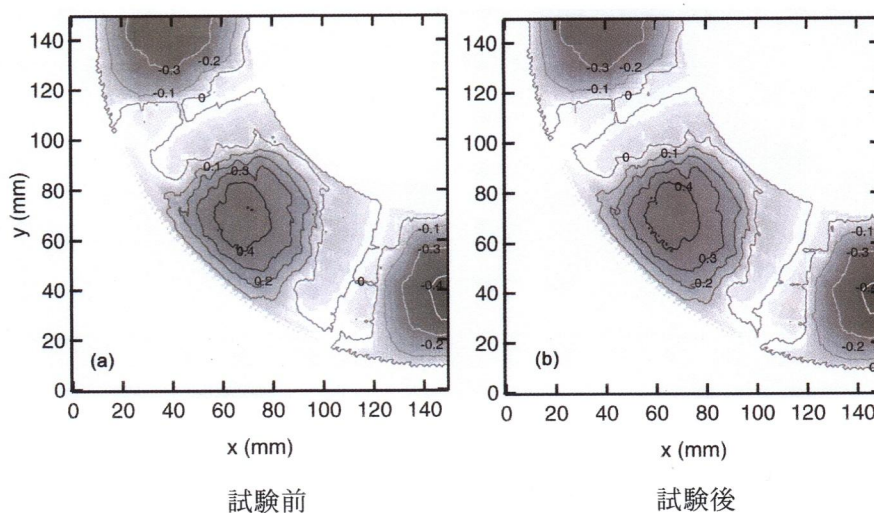


図 6-15 複層型モータ無負荷連続運転試験前後の界磁子の磁束密度分布

6.3.4 発電試験

単層型モータと同様に図 5-13 に示すように超電導モータを永久磁石モータと直結し、発電試験を行った。測定電圧は開放状態の単相電圧、スター結線にて各線間電圧を測定した。また無負荷連続運転時と同様に、発電前後の界磁子の磁場分布の変化を測定し、発電試験前後での、磁束クリーブは約 4 %であった(図 6-16、図 6-17)。

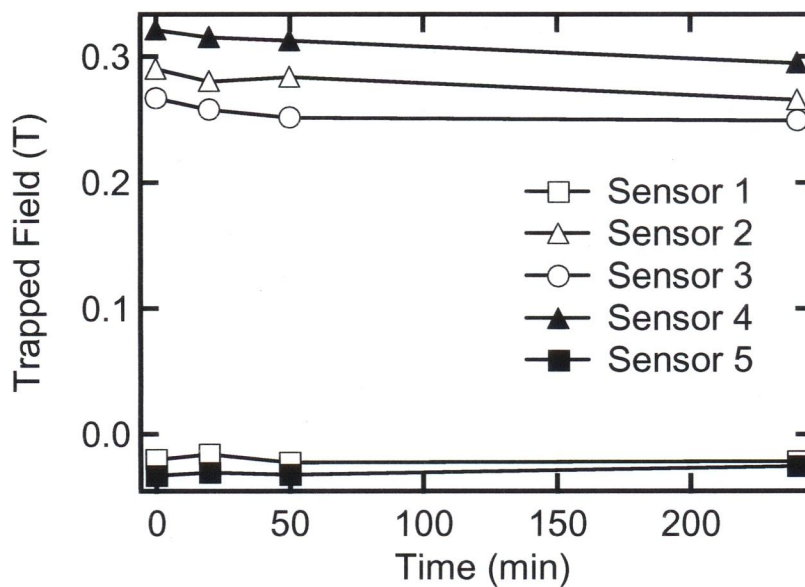


図 6-16 発電試験における捕捉磁場の推移

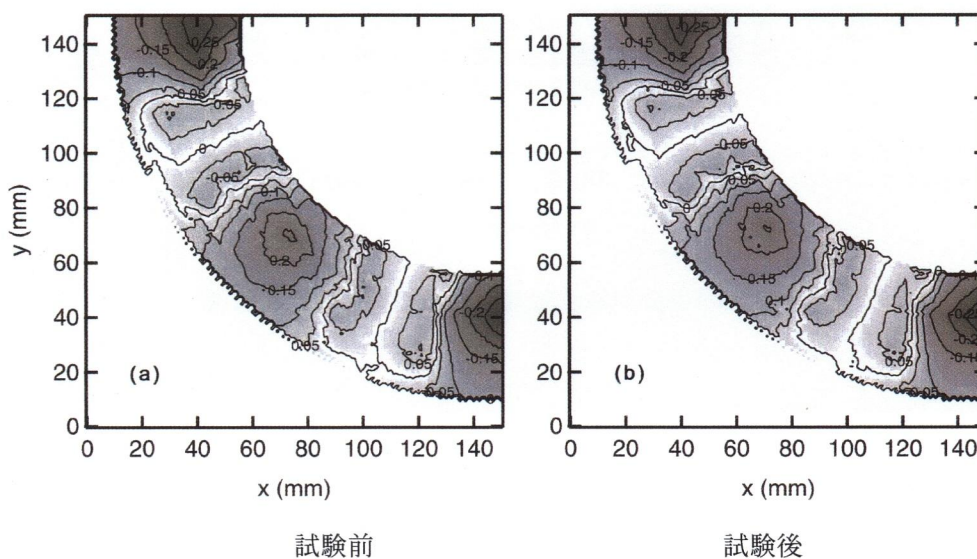


図 6-17 複層型モータ発電試験前後の界磁子の捕捉磁束密度分布

回転数 200 rpm において計測された単相発電波形を単層型モータの発電結果及び 5.3.2 で行ったシミュレーション結果を図 6-18 にその FFT 解析結果を図 6-19 に示す。誘起電圧は単層型時に比べ上昇し、また誘起電圧波形も若干の改善が見られた。誘起電圧の向上は界磁層数増加による総磁束量の向上に起因することが容易に推測される。誘起電圧波形の改善においては、界磁バルク数が増加したことによってバルク体の磁場分布が平滑化されたと推測される。しかし、波形は改善されたとはいえ、シミュレーションの結果に近づいたに過ぎず、着磁法の改良における磁束密度分布の改良が要される。

スター結線時における各層の線間電圧は 120 度ずつ位相がずれた正弦波に近い三相交流電圧が得られた(図 6-20)。

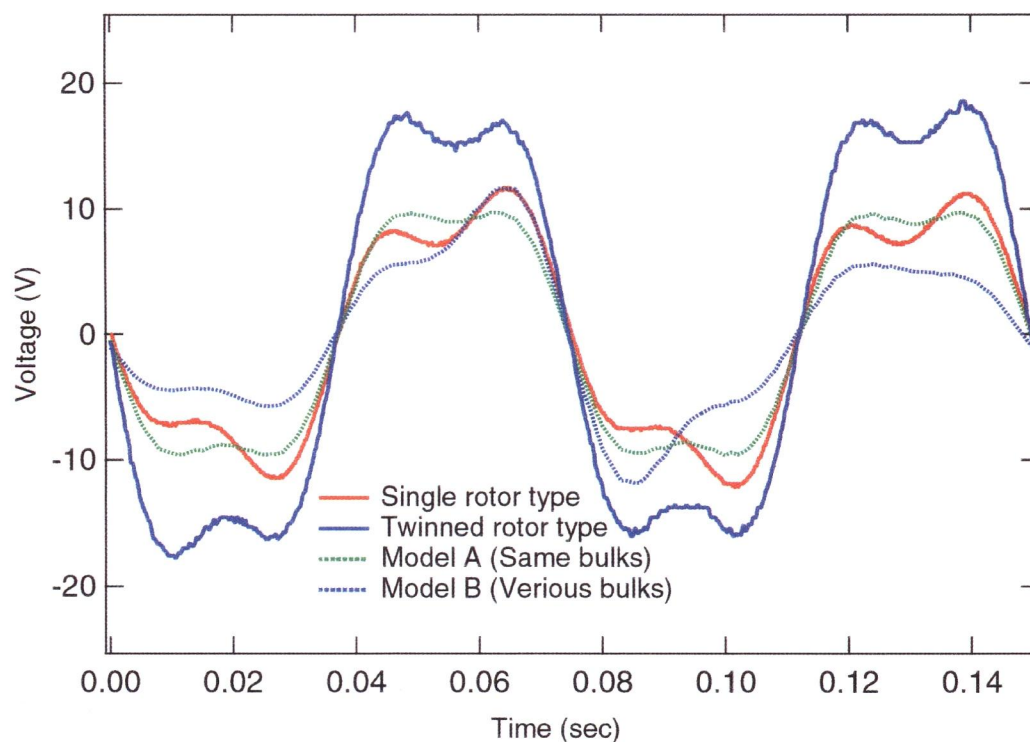


図 6-18 複層型発電試験誘起単相電圧(200 rpm)

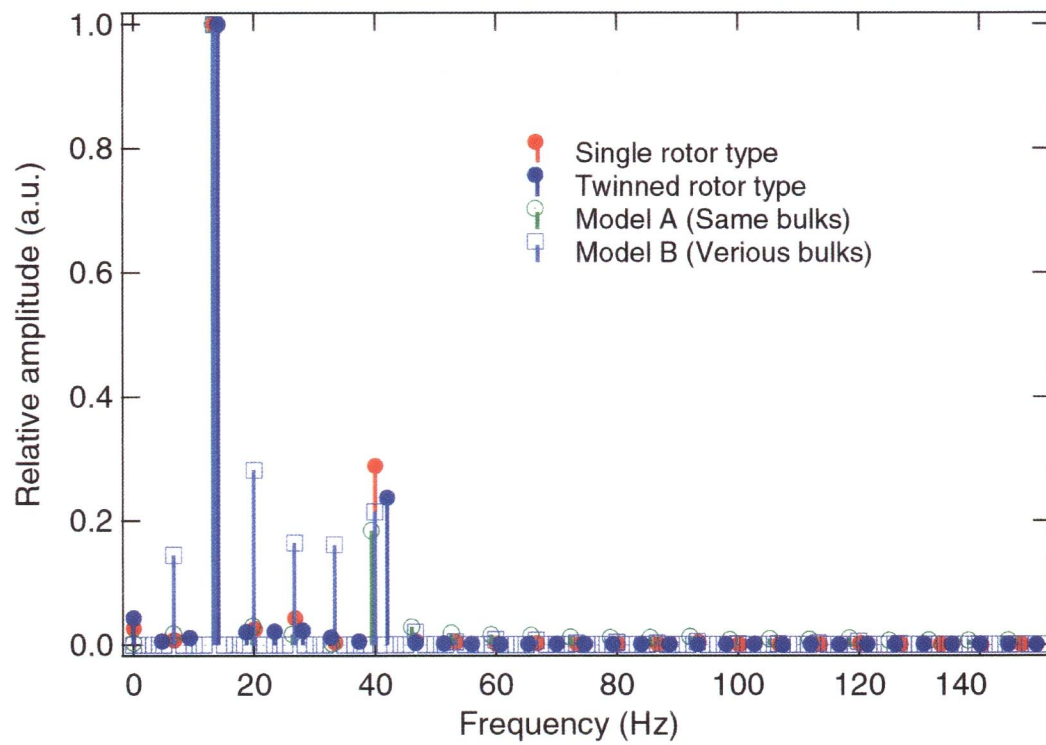


図 6-19 発電波形 F F T 解析結果

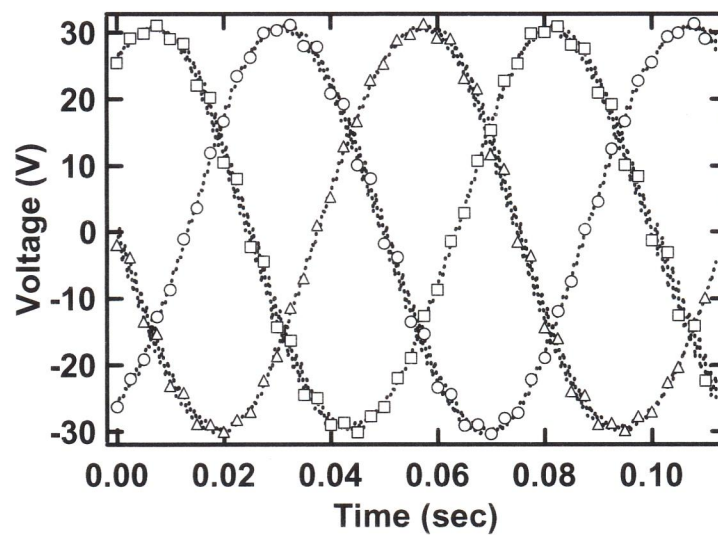


図 6-20 誘起線間電圧(200 rpm)

6.4 まとめ

バルク高温超電導モータの高出力化を目指し、回転界磁子が一層、電機子が二層であった単層界磁モータに対し、回転界磁子が二層、電機子を三層とし、固定電機子の間に回転界磁を挿入する、複層界磁型モータを製作、評価を行った。この結果、表 6-2 に示すように単層型に比べ高出力を得た。加えて界磁バルク数の増加により、発電時の誘起電圧波形に多少の改善が見られた。複層型における出力の大幅な上昇が得られなかった原因は、各界磁バルク体の総磁束量が単層型に比べ少なかったと考察される。しかし、各界磁バルク体が単層型と同様の総磁束量を捕捉できれば出力は単層型の 2 倍になることが見込まれる。同様に三相型になれば単層型の 3 倍の出力が得られると見込まれる。

また、無負荷において連続運転試験を行いその前後の界磁子の捕捉磁場クリープは 4 % であった。このことから、本バルク高温超電導モータにおいて、無負荷回転における電機子の交流磁界が界磁バルクの捕捉磁場に与える影響は微小であるという結果を得た。

複層界磁型モータは中間にあるコイルが二層の界磁に寄与する電機子コイルになるため電機子に関しては一層増やすだけでよい。このとき電機子への接続配線だけ考慮すればよい点は永久磁石モータと同様であり、適用性に優れている。また、複層界磁型モータはひとつの界磁や電機子が破損しても残りの部分でモータは駆動できることから冗長性に優れているといえる。

表 6-2 単層界磁モータと複層界磁モータ

パラメータ	単層界磁	複層界磁
回転数	720 rpm	720 rpm
ローター数	1	2
界磁バルク数	8	16
電機子コイル数	12	18
平均最大捕捉磁場	0.56 T	0.46 T
トルク定数	1.08 Nm/A	1.32 Nm/A

第 7 章 高温バルク超電導体の磁化特性の向上

モータの出力は界磁子及び電機子の総磁束に比例する。またオペレーション時の制御の関係から、界磁子の磁束密度分布は正弦波状あることが望ましい。

このことからモータの性能向上のためには、バルク体の着磁特性の向上が不可欠である。また、磁化時間の短縮、エネルギー的観点から、バルク体に対し、効率のよい着磁、すなわち少ない着磁回数でより多くの捕捉磁場を得る為バルク体に対しての最適な着磁条件を得ることが必要である。

そのために、バルク体自体の性能向上を目的として

- 1 張り合わせバルク
- 2 軟磁性体挿入バルク
- 3 低融点金属含侵バルク

以上、バルク体の改良を行なった。

また、バルク体に対しての最適な着磁条件の探索として

- 4 着磁コイルの形状変更
- 5 磁束密度分布制御コイル法によるパルス着磁
- 6 凝縮ネオンによる冷却・着磁

以上の実験を試みた。

7.1 バルク体構造の改良

7.1.1 張り合わせバルク

開発したアキシアルギャップ型モータはラジアルギャップ型と異なり、図 7-1 に示すように界磁子が電機子にはさまれる形になっている為、バルク体の両面の磁束を使用する。バルク体は単一の種結晶から結晶成長するので、非種結晶面では磁化性能が劣り(結晶成長面に比べ約 80 %)、磁束密度分布も崩れる傾向がある。そこで、表裏両面の材質の均一化を目的とし、図 7-2 に示すように直径 60 mm、厚さ 20 mm の 2 個のバルク体を a 軸方向にスライスし、良質であるバルク体の種結晶面同士を張り合わせる、張り合わせバルク体を考案、製作した。

また併せて、着磁時の発熱による GS 部分での磁束の流出を他方の GSB で補う為、結晶成長軸を上下で 45° ずらして接合し貼りあわせ着磁実験を行った(図 7-2 #2)。

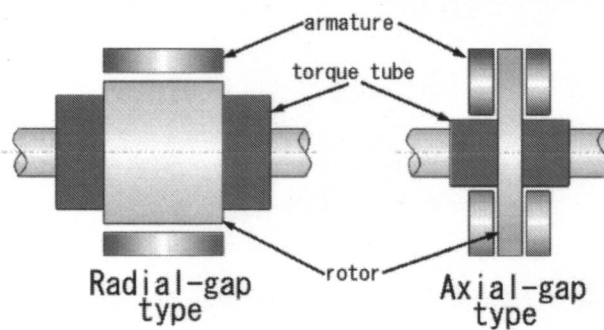


図 7-1 ラジアルギャップ型とアキシアル型の回転子構造

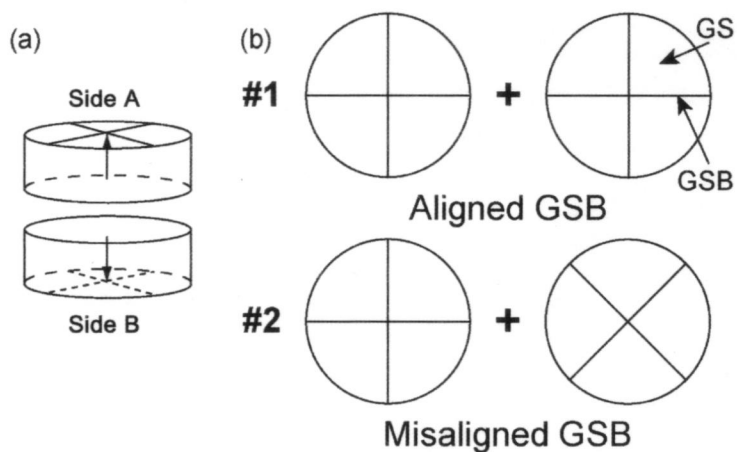


図 7-2 張り合わせバルク概念図

張り合わせバルク磁石と 45° ずらして張り合わせたバルク磁石にパルス着磁にて着磁実験を行った結果を図 7-3 に示す。この結果、両面共に結晶成長面と同様の磁束密度分布を得た。加えて、結晶成長軸で 45° ずらし張り合わせることにより、GS 領域での磁束線の流出を反対側の GSB で補足することにより捕捉磁束密度分布の整形及びバルク両面で最大 8 % の総磁束量を増加させた(表 7-1)。^[48]

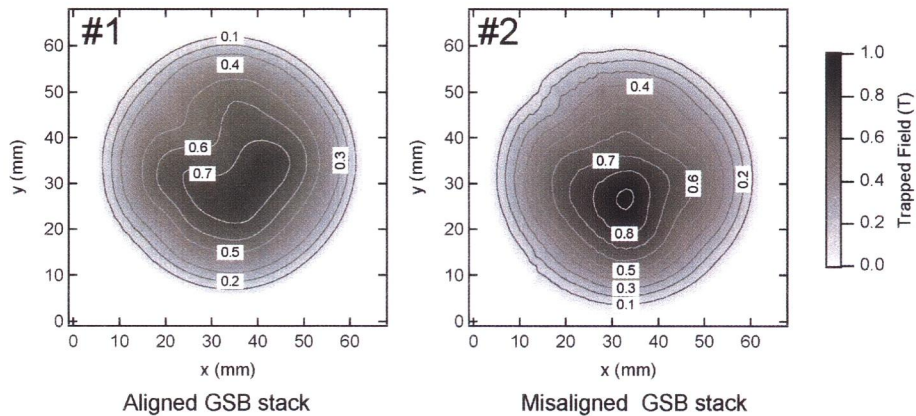


図 7-3 張り合わせバルク着磁結果

表 7-1 張り合わせバルクによるバルク体の性能向上

	A	B	Total
GSB aligned (Wb)	792	812	1604
GSB 45° rotation(Wb)	828	879	1707
Increment (%)	4.5	8.3	6.4

7.1.2 軟磁性体挿入バルクの着磁特性

軟磁性材料であるパーメンジュールは高い飽和磁束密度（飽和磁化： $I_s = 2.45 \text{ Wb/m}^2$ ）を持つ。この特性を活かし、最大捕捉磁束密度の向上と均一性を持った捕捉磁束密度分布を目指し、パーメンジュールをバルク体中心に挿入したバルクを作成、着磁試験を行った。

7.1.2.1 試料

・バルク高温超電導体

試料として、新日鐵製の Gd-Ba-Cu-O 系バルク高温超電導体(仕込み組成： $\text{Gd}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$ 70.9 wt.%, $\text{Gd}_2\text{Ba}_1\text{Cu}_1\text{O}_{5.0}$ 19.2 wt.%, Pt 0.5 wt.%, Ag 9.4 wt.%) を用いた。試料のサイズは直径 60 mm、高さ 20 mm で、下図のように軟磁性材料を挿入するための穴がバルク体中心に開けられている。穴のサイズは直径 20 mm、厚さ 20 mm である。側面は自己破壊防止のためにステンレスの側帯をつけている（図 7-4）。



図 7-4 中心部に穴が開けられたバルク高温超電導体

・軟磁性材料（パーメンジュール）

バルク体中心に挿入した軟磁性材料は、パーメンジュール（Fe-Co-2V）である。パーメンジュールは飽和磁束密度が高く、バルク体中央に挿入することで捕捉磁束特性向上が期待できる。サイズは直径 20 mm、厚さ 20 mm の円筒型である。尚、本研究で使用了したパーメンジュールは着磁時のパルス磁場による渦電流を避けるために 1 mm 間隔で切断され、その間にスタイクキャスト(2850FT)を積層している（図 7-5(a)）。

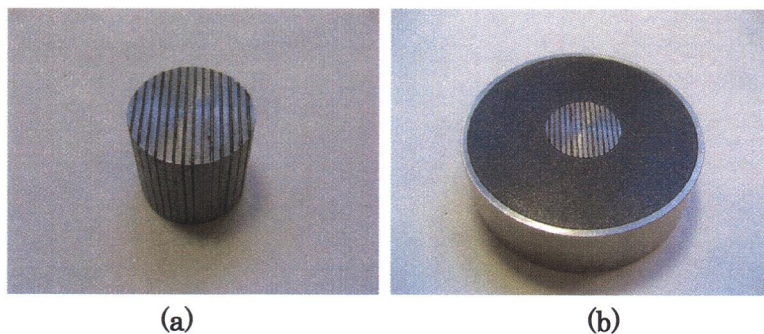


図 7-5 (a) パーメンジュールと(b) パーメンジュールが挿入されたバルク体

7.1.2.2 実験方法

着磁特性の評価として、バルク体に対して冷却液体窒素浸漬下で静磁場着磁ならびに渦巻き型コイルを用いたパルス着磁を行った。

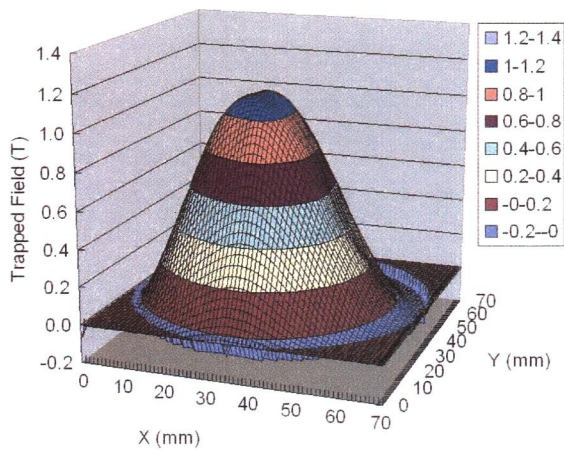
パルス着磁は一对のスプリット配置された直径 84 mm の渦巻き型コイルによって連続的に 4 回行われた。印加ピーク磁場(B_p)は、1 回目から 4 回目まで順に 2.46 T、2.46 T、4.15 T、4.15 T であった。印加磁場の立ち上がり時間は 5.5 ms とした。また比較実験として、一般的なバルク体 (Conventional bulk) や図 7-4 のように中心部に穴が開けられたバルク体 (軟磁性体未挿入、Bulk without iron-core) に対しても同条件で着磁を行った。着磁後は残留磁場をホールセンサにより計測し、捕捉磁束密度分布の評価を行った。尚、バルク体とホールセンサとのギャップは 9.0 mm であった。

7.1.2.3 結果及び考察

7.1.2.2 で述べた実験条件に基づき得られた静磁場着磁及びパルス着磁の結果を述べる。

7.1.2.3.1 静磁場着磁結果

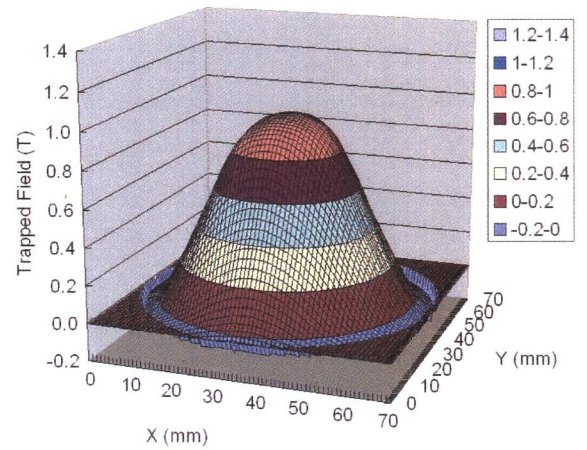
図 7-6 に静磁場着磁による捕捉磁束密度分布を示す。(a)は一般的なバルク体、(b)は軟磁性体が挿入されていないバルク体、(c)は軟磁性体を挿入したバルク体を示す。軟磁性体が挿入されていないバルク体と一般的なバルク体を比べると、中空なため軟磁性体が挿入されていないバルク体の方が、最大捕捉磁束密度、総磁束ともに小さい。しかし、軟磁性体が挿入されたバルク体は、一般的なバルク体に対して中心部での捕捉磁束密度の向上がみられる。最大捕捉磁束密度は一般的なバルク体に対して 11 % 向上している。したがって、パーメンジュールを挿入する効果あるといえる。しかし一方、捕捉磁束密度分布は中央部が大きく尖がった形になるため、総磁束においては大きな変化が見られなかった。



最大捕捉磁束密度 : 1.10 T

総磁束: 1.290 mWb

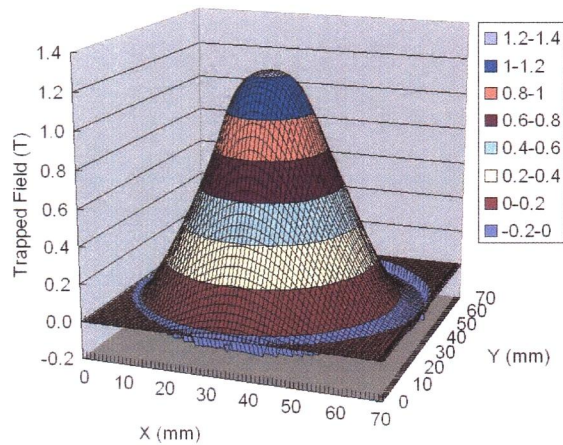
(a) Conventional bulk



最大捕捉磁束密度: 0.99 T

総磁束: 1.229 mWb

(b) Bulk without iron-core



最大捕捉磁束密度 : 1.22 T

総磁束: 1.271 mWb

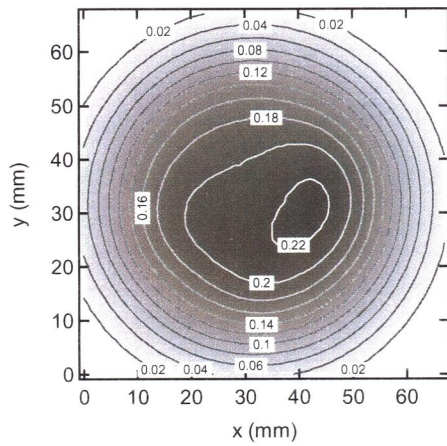
(c) Bulk with iron-core

図 7-6 静磁場着磁による捕捉磁束密度分布。(a) 一般的なバルク体、
(b) 軟磁性体が挿入されていないバルク体、(c) 軟磁性体が挿入されたバルク体。

7.1.2.3.2 パルス着磁の結果

図 7-7 にパルス着磁の結果を示す。(a)は一般的なバルク体、(b)は軟磁性体が挿入されていないバルク体、(c)は軟磁性体が挿入されたバルク体を示す（捕捉磁束密度量が小さいのは、着磁装置の構造上バルク体とホールセンサとの間のギャップが9 mm と離れている為）。軟磁性体を挿入したバルクは、最大捕捉磁束密度量、総磁束量ともに他のバルク体と大きな差は見られなかった。しかし中央部で均一で乱れのない捕捉磁束密度分布が観測された。

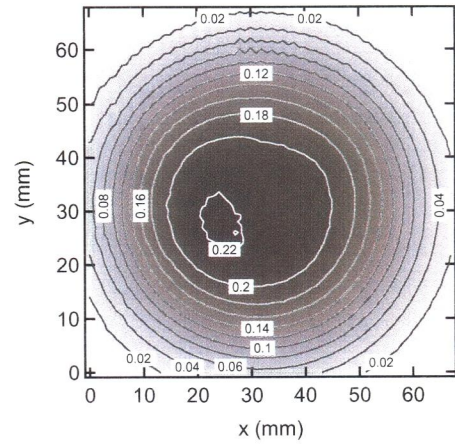
軟磁性材料であるパーメンジュールをバルク体中心に含め着磁を行い、最大捕捉磁束密度の向上と均一性を持った捕捉磁束密度分布を目指した。このバルク体に対し静磁場着磁を行った場合、軟磁性体が挿入されていないバルク体や一般的なバルク体よりも中心部で捕捉磁束密度が向上した。また、パルス着磁を行った場合、飛躍的な捕捉磁束密度の向上は得られなかったが、捕捉磁束密度分布が整形されることがわかった。バルク体の均一な捕捉磁束密度分布はスムーズな電動機の駆動に貢献する。したがって、軟磁性材料挿入バルクを電動機に実装することによりさらなる安定的な運転が期待できる。



最大捕捉磁束密度 : 0.23 T

総磁束 : 0.479 mWb

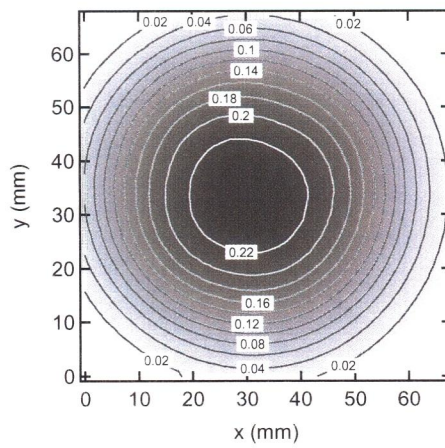
(a) Conventional bulk



最大捕捉磁束密度 : 0.22 T

総磁束 : 0.484 mWb

(b) Bulk without iron-core



最大捕捉磁束密度 : 0.24 T

総磁束 : 0.490 mWb

(c) Bulk with iron-core

図 7-7 4 回目のパルス着磁による捕捉磁束分布。(a) 一般的なバルク体、
(b) 軟磁性体が挿入されていないバルク体、(c) 軟磁性体が挿入されたバルク体。

7.1.3 金属含浸バルク

バルク磁石の中心部に微小の穴をあけても捕捉磁束密度分布や総磁束量には大きな影響はない。そこで、バルク体内部の冷却効率を向上させるとともに、パルス着磁の際の磁束の運動による発熱の抑制を目的として、バルク体の中心部に穴をあけバルク体より熱伝導度の高いアルミニウムワイヤーを挿入し低融点金属(U-Alloy)を真空含浸した金属含浸バルクを製作した(図 7-8)。

7.1.3.1 実験試料

試料は Gd-Ba-Cu-O 系バルク高温超電導体(仕込み組成: $\text{Gd}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$ 70.9 wt.%, $\text{Gd}_2\text{Ba}_1\text{Cu}_1\text{O}_{5.0}$ 19.2 wt.%, Pt 0.5 wt.%, Ag 9.4 wt.%)を用いた。試料のサイズは直径 25 mm、高さ 18 mm で中心に 1 mm の空孔を空けアルミニウムワイヤーを挿入し低融点金属(U-Alloy)にて真空含浸処理をおこなった。図 7-10 は製作した金属含浸バルクの光学顕微鏡によるバルク体と U-Alloy の境界面写真である。数 10 μm オーダーで U-Alloy が Void に浸入しており、バルク体と金属との界面接着性が良好だとわかる。

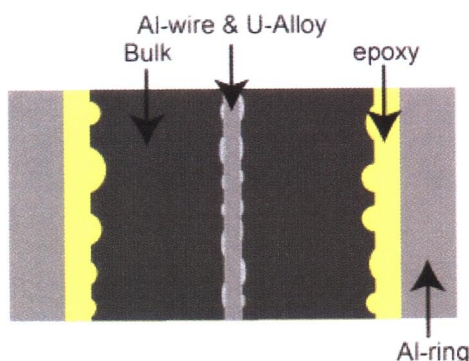


図 7-8 含浸試料模式図

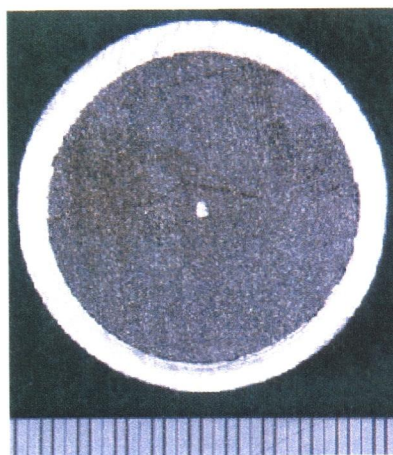


図 7-9 含浸処理後のバルク体

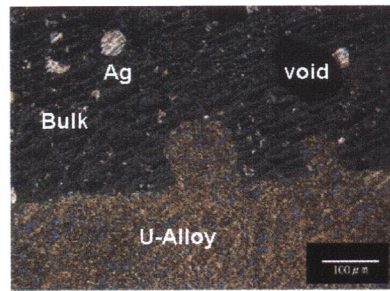


図 7-10 光学顕微鏡によるバルク体と U-Alloy の境界面写真

7.1.3.2 実験方法

製作した金属含浸バルクを冷凍機を使用し 44 K にて、図 7-11 に示すパルス着磁システムを用いて実験を行った。パルス着磁にはソレノイドコイルを使用し、印加磁場を 4.8 T、5.6 T、6.3 T にて着磁実験を行なった。

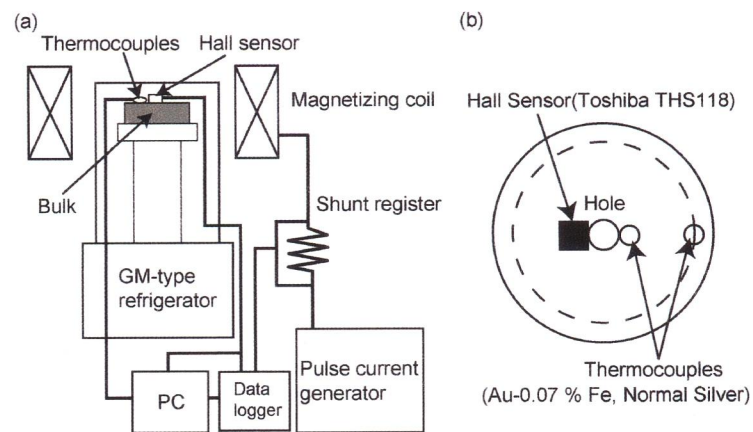


図 7-11 (a) パルス着磁システム、(b) 各センサー位置

7.1.3.3 結果

実験結果を図 7-12 に示す。印加磁場 5.6 T、6.3 T において捕捉磁束密度の増加がみられ、5.6 T の磁場を印加時に 25 % の捕捉磁場が向上した。このことから、バルク体中心に微小な穴をあけ金属含浸を行なうことによってバルク体の冷却効率を上げ捕捉磁束密度を増加することが可能である。

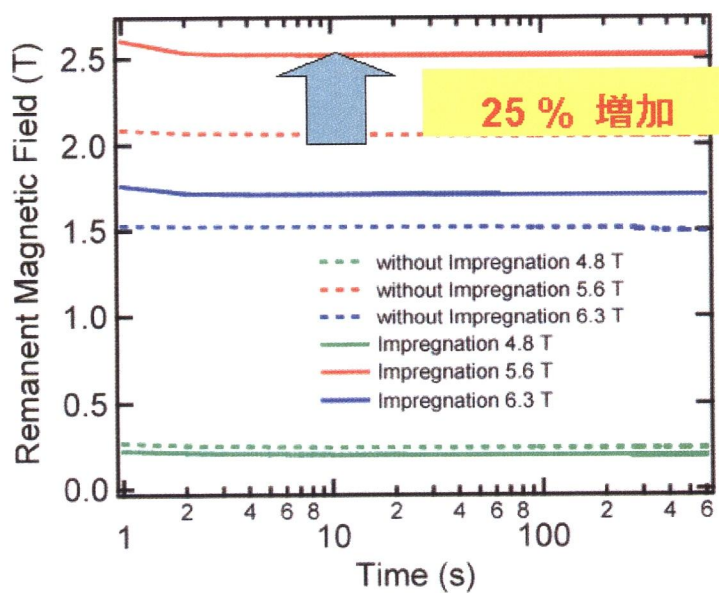


図 7-12 金属含浸バルクへのパルス着磁結果

7.2 着磁方法の改良

7.2.1 着磁コイルの形状依存性

パルス着磁における特性の向上、すなわちバルク体の総磁束、最大捕捉磁束密度の向上と捕捉磁束密度分布の整形を目指し、着磁コイル径を変化させ、それぞれの径における着磁特性について検証し、着磁特性向上への足がかりとした。併せてパルス着磁中に局所磁束密度の測定を行って渦巻き型着磁コイルによる着磁プロセス、バルク体への磁束線の侵入過程の観測を行った。

7.2.1.1 実験方法

パルス着磁はバルク体を液体窒素に浸漬冷却した後、図 4-14 に示すような一對のスプリット配置された渦巻き型コイルによって行われた。着磁コイル径の違いによる着磁特性を比較するため、着磁コイルに直径が現在モータの電機子として使用している 84 mm（以下、A コイル）に加えて、バルク体と同径の 60 mm（以下、B コイル）、バルク体より径が小さい 44 mm（以下、C コイル）の 3 種類を用いた。それぞれの渦巻き型着磁コイルの種類と特性を表 7-2 に示す。

着磁回数は空間制御された印加パルス磁場の影響をみるために、シングル（単発）のみとした。印加ピーク磁場(B_p)は A、B、C のコイルそれぞれの着磁コイルに対して 3.4 T、4.9 T であった。尚、着磁コイル径の印加磁場の立ち上がり時間は 5.5 ms とした。バルク体は 3.1.2 に示したように、強い結晶異方性を持ち結晶組織が場所ごとに異なるため超電導特性が場所に依存する。この超電導特性の違いがパルス着磁に及ぼす影響を解明するために、着磁過程においてバルク体表面上の局所磁束密度の測定を行った。尚、ホール素子は図 4-22 に示すとおり、バルク体 GS 上のほか GSB 上にも配置した。センサ 1 はバルク体中心部に、センサ 2 及びセンサ 3 は GSB 上に中心から 15 mm の間隔で、センサ 4 及びセンサ 5 は GS 上に中心から 15 mm の間隔でそれぞれを配置された。その後、ホールセンサを用いてバルク体表面の残留磁束密度分布の測定を行った。

表 7-2 着磁コイルの種類とその特性

	外径 (mm)	巻き数	高さ (mm)
A	84	200	19
B	60	140	19
C	44	100	19

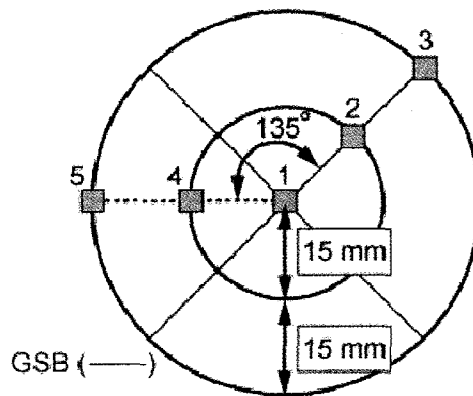


図 7-13 ホール素子の配置

7.2.1.2 結果及び考察

この実験に用いた試料はモータの界磁子に使用しているものと同様の直径 60 mm のバルク体であり、捕捉磁束密度分布の測定はバルク体表面からホール素子までの距離が 3.5 mm の下で行った。FC 法による最大捕捉磁束密度は 1.10 T、総磁束は 1.29 mWb であった。まず捕捉磁束密度分布の結果を示し、その後パルス着磁中の局所磁束密度の結果を示す。

7.2.1.2.1 印加ピーク磁場を 3.4 T とした時のパルス着磁結果

図 7-14 に $B_p = 3.4$ T の条件の下で着磁したときの分布を示す。A コイルで着磁を行った場合の分布 (a) は、側面からの形状が台形になる。すなわち、A コイルによる分布はバルク体の外縁部において大きな磁場勾配を持つことがわかる。この外縁部の磁場勾配はバルク体中心部のそれよりも大きい。C コイルによって着磁を行った場合(c)は、バルク体の場所にかかわらずコンスタントな磁場勾配を持つ、円錐形の捕捉磁束密度分布を得た。バルク体を超電導電動機の界磁磁石として用いる場合、バルク体中心で最大捕捉磁束密度をとる円錐形の分布は、電動機のスムーズな回転運動に寄与する。そのため C コイルによる分布は回転運動の滑らかさという点から好ましい。他方、(b)に B コイルによる着磁の分布を示す。その形状の特徴はちょうど A コイルと C コイルの間であることが分かる。

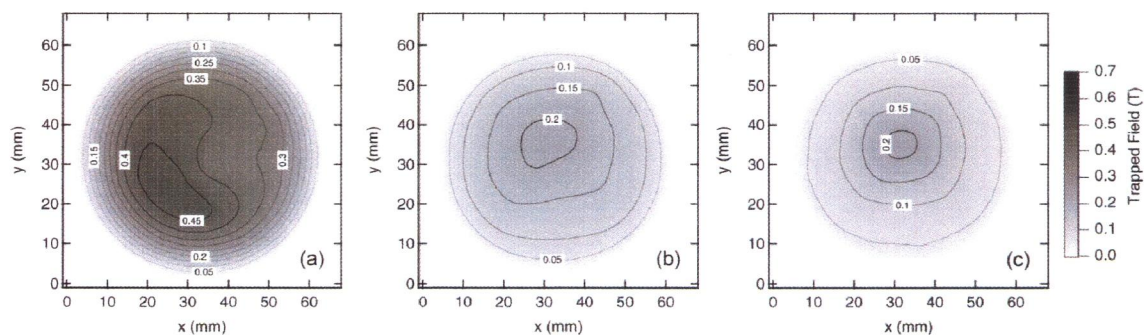


図 7-14 $B_p = 3.4 \text{ T}$ としての捕捉磁束密度分布

(a)はA コイルによる分布、(b)はB コイルによる分布、(c)はC コイルによる分布を示す。

7.2.1.2.2 印加ピーク磁場を 4.9 T としてのパルス着磁結果

図 7-15 に $B_p = 4.9 \text{ T}$ の条件の下で着磁したときの分布を示す。A コイルで着磁を行った場合の分布 (a)は均一な円錐形の分布からゆがめられている。また、図の対角線上にあるG S Bにおける捕捉磁束密度はG S 上のそれより大きい。一方、C コイルによる着磁の分布を(b)に示す。 $B_p = 3.4 \text{ T}$ の条件の下で着磁したときと同様に均一な円錐形であった。この結果からコイル径が小さい場合、高い B_p で着磁を行っても分布は理想的な円錐形をキープし、ゆがまない傾向にあることが分かった。

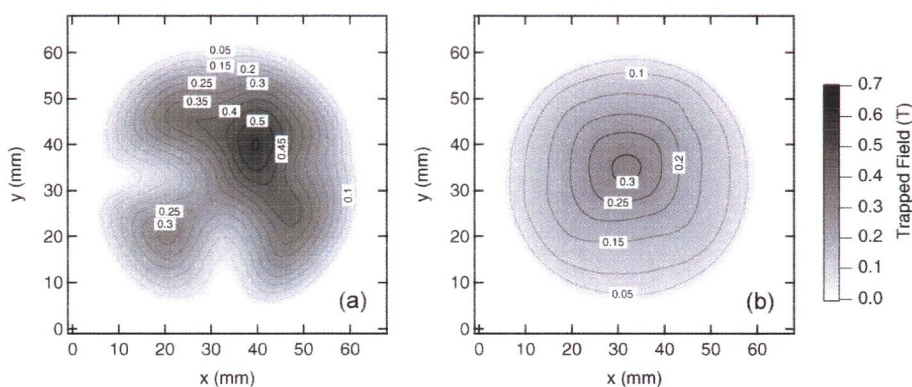


図 7-15 $B_p = 4.9 \text{ T}$ としての捕捉磁束密度分布

(a)はA コイルによる分布、(b)はC コイルによる分布を示す。

パルス着磁中の極所磁束密度

先に述べた、コイル径に依存する捕捉磁束密度分布の差異を解明するために、パルス着磁中に局所磁束密度を測定した。図 7-16 における一点鎖線は立ち上がり時間を示す。(a)、(b)と(c)に A コイル、B コイルと C コイルによる結果をそれぞれ示す。A コイルを着磁に用いた場合の特徴として、バルク体中心部（センサ 1）における磁束密度のピークの値がバルク体外縁部（センサ 3、5）やバルク体内部（センサ 2、4）よりも小さな値をとることが挙げられる。これは、着磁コイルにソレノイド型コイルを用いた場合と同様の特徴である（4.4.2.2）。加えて、立ち上がり時間付近のバルク体外縁部における磁束密度の値を他のコイルと比較してみると、A コイルによる値は他のコイルの場合と比較すると最も大きな値をとっていることが分かる。これより、A コイルの着磁によってバルク体外縁部から侵入した磁束線の量は、他のコイルによる着磁よりも大きいといえる。外縁部での急激な磁束線の侵入は外縁部において急激な磁場勾配をもたらす。その結果、A コイルによる捕捉磁束密度分布は台形になる。

一方コイル径を小さくした場合、外縁部における過度の印加磁束密度が低減される。これにより、過度の磁束線の侵入のみならず、磁束線の運動に支配されるバルク体の発熱(3.5 参照)も軽減されると考えられる[49]。また、注目すべき点として C コイルによるバルク体中心部で観測されたピーク値が他のピーク値に比べ最も大きいということが挙げられる。これより、磁束線が効率的にバルク体の中心部までを侵入しているといえる。さらに、C コイルによる着磁は他のコイルの場合と比べて、バルク体中心部のピーク値が最も高いことがわかる。このことから磁束線が効率的にバルク体の中心部までを侵入しているといえる。この結果は着磁コイルにソレノイド型コイルを用いた場合と対照的であり、磁束線が試料中心部まで侵入しにくいパルス着磁においては画期的な結果である(3.4、4.4.2.2 参照)。すなわち、小さいコイル径での着磁はバルク体周囲部で印加磁場と同様に磁束線の侵入を制限させることができる。これにより、磁束線の運動に支配されるバルク体の発熱(3.5 参照)と同様にバルク体の J_c 低下を軽減させることに寄与した。[50, 51, 52]

以上の結果から着磁コイル径が大きくなる程、大きな着磁量を得ることができるが捕捉磁束密度分布は乱れる傾向にあり、コイル径が小さい場合、高い B_p で着磁を行っても分布は理想的な円錐形をキープし、捕捉磁束密度分布は歪まない傾向にあることが分かった。

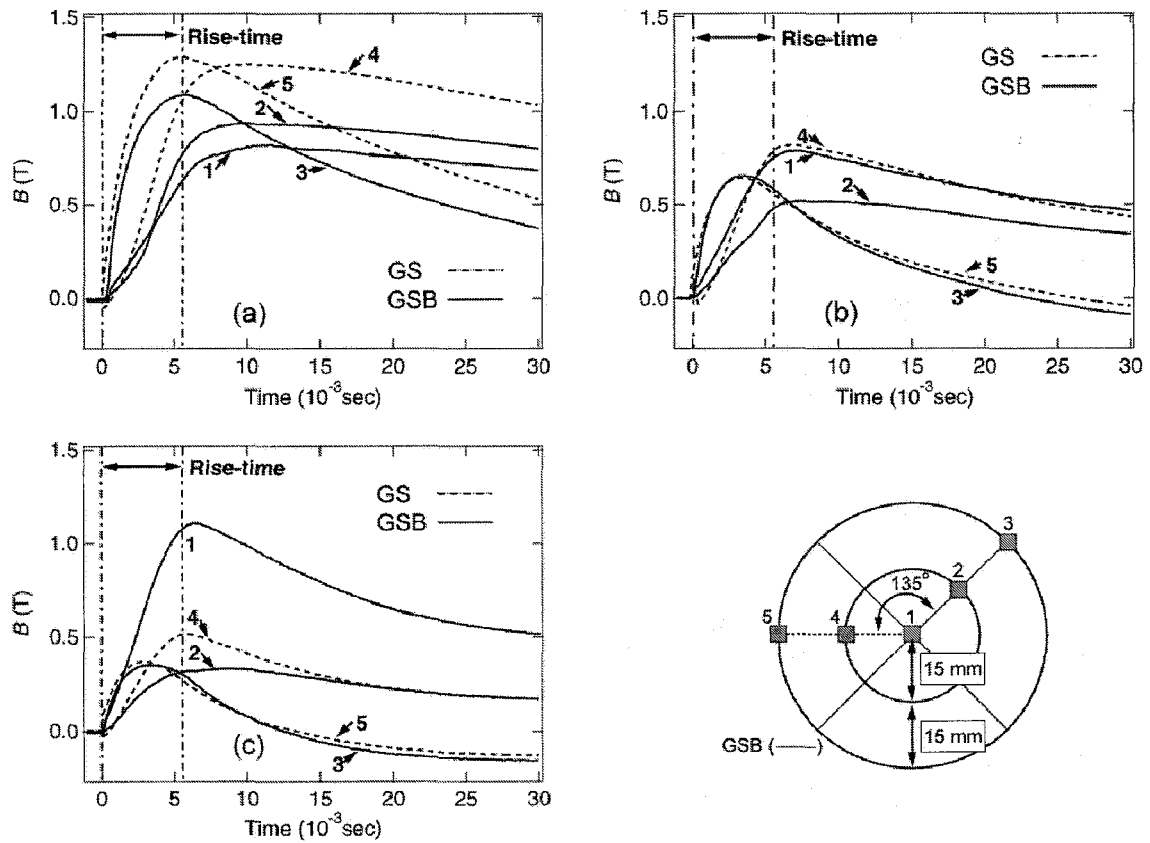


図 7-16 $B_p = 3.4$ T とした時のパルス着磁中の局所磁束密度の時間依存
(a)は A コイルによる波形、(b)は B コイルによる波形、(c)は C コイルによる波形を示す。

7.2.2 磁束密度分布制御コイル法によるパルス着磁特性

7.2 で、捕捉磁束密度分布は着磁コイルの直径に依存関係があることを述べた^[5 3]。着磁コイルの直径をバルク体に対して小さくした場合、捕捉磁束密度分布は均一な円錐形状になる。しかしながら得られる総磁束や最大捕捉磁束密度は小さい。一方、着磁コイルの直径をバルク体に対して大きくした場合、得られる総磁束や最大捕捉磁束密度の値は大きいものの、捕捉磁束密度分布は乱れやすい。そこで図 7-17 に示すように、着磁効率の高い大径コイルと整形効果の高い小径コイルを組み合わせ、双方の特徴を活かした外側コイル径 84 mm、内側コイル径 44 mm の二重構造の着磁コイル（磁束密度分布制御コイル）を製作した。この新型コイルを着磁コイルに用いることにより、総磁束、最大捕捉磁束密度の向上と捕捉磁束密度分布の整形を目指した。

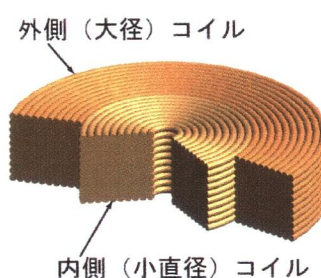


図 7-17 磁束密度分布制御コイルの概念図

7.2.2.1 磁束密度分布制御コイル(controlled magnetic density distribution coil : CMDC)

磁束密度分布制御コイル（以下、二重コイルと呼ぶ）は図 7-17 に示すように渦巻き型コイルの外周部にソレノイド型コイルを組み合わせた形状を持つ。渦巻き型コイルの形状は 4.5 で述べた直径 44 mm 着磁コイルと同じ形状なので、相対的に今回用いているバルク体のそれ(直径 60 mm)よりも小さい。これらの二つのコイルは直列に接続することが出来、両方のコイルにパルス電流を流すことが可能である。また、パルス電流を外側のソレノイド型コイルに印加せずに渦巻き型コイルのみに印加することも可能である。

図 7-18(a)は二重コイルが Mode A の状態を表している。ソレノイド、渦巻き型コイル両方とも直列接続された状態であるため、パルス電流はソレノイド型、渦巻き型コイル両方に印加される。Mode A では、4.5 で述べた直径 84 mm 着磁コイルと同じ形状となるため、その直径はバルク体の直径よりも大きい。図 7-18(b)に Mode B の状態を示す。Mode B ではソレノイド型コイルと渦巻き型コイルの接続がキャンセルされた状態であるため、パルス電流は内部の渦巻き型コイルのみに印加される。したがって、Mode B の状態では 4.5 で述べた直径 44 mm 着磁コイルと同じ形状となるため、その直径はバルク体のそれより小さくなる。

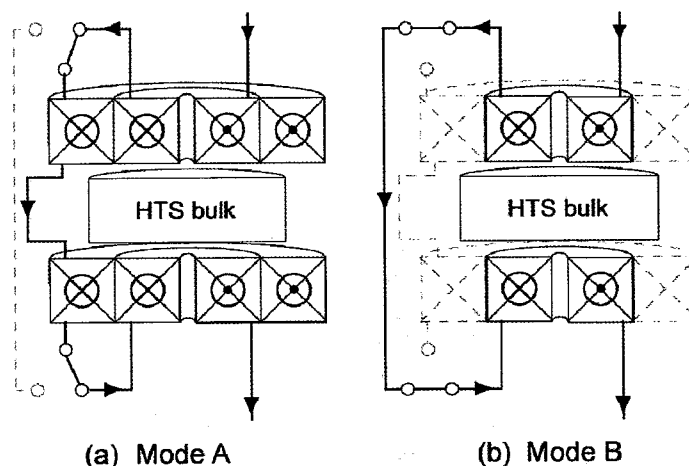


図 7-18 (a) Mode A と(b) Mode B 時における着磁コイルの接続方法

7.2.2.2 実験方法

バルク体の着磁は、図 7-18 に示すように一対のスプリット配置された二重コイルにより冷却は液体窒素の浸漬下で行われた。パルス着磁は、二重コイルの Mode A と Mode B の状態で、連続的に計 4 回行われた。印加ピーク磁場(B_p)は、Mode A と Mode B それぞれ 3.5 T、6.5 T とした。(これらの印加ピーク磁場の値は 7.2 で得られたそれぞれのモードで飽和となる最大捕捉磁束密度(B_c)や総磁束が得られるパラメータである) 実験手順としては表 7-3 の# 3 に示すように、まず大きな捕捉磁束密度の値を得るために計 3 回 Mode A での着磁を行った。その後の四回目の着磁では、捕捉磁束密度分布を整形するために Mode B での着磁を行った。この着磁法を「磁束密度分布制御コイル法 (以下、二重コイル法)」(Controlled Magnetic density Distribution Coil Method, CMDCM)と呼ぶ。この着磁方法の優位点はパルス着磁の過程で、着磁コイルの直径を、コイルの交換なしに結線のみで換える事ができる点である。さらに今回、予備実験として、コイルのモードを固定した実験を行った。# 1 は Mode A のみで、# 2 は Mode B のみでそれぞれ連続的に計 4 回のパルス着磁を行った。印加磁場の立ち上がり時間は 5.5 ms とした。

測定は、まず着磁時におけるバルク体表面上の局所磁束密度の測定を行った。ホール素子の配置は図 7-19 に示すとおりである。着磁後、残留磁場をホールセンサにより計測した。

表 7-3 パルス着磁の実験条件

実験	一回目	二回目	三回目	四回目
# 1 (予備実験)	Mode A	Mode A	Mode A	Mode A
# 2 (予備実験)	Mode B	Mode B	Mode B	Mode B
# 3 (二重コイル法)	Mode A	Mode A	Mode A	Mode B

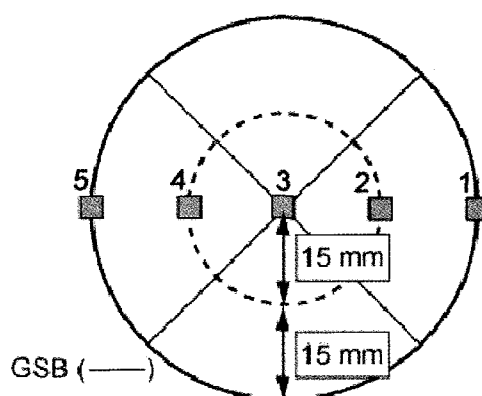


図 7-19 ホールセンサ配置

7.2.2.3 結果及び考察

ここでは、7.2.2.2 で述べた実験条件に基づき得られた結果について述べる。この実験に用いた試料は 7.2 で述べたものであり、バルク体表面からホール素子までの距離が 3.5 mm の下で、最大捕捉磁束密度は 1.10 T、総磁束は 1.29 mWb であった。尚、ここでの捕捉磁束密度分布は、 x - y 平面を試料表面にとり、捕捉磁束密度を z 方向とした。また、色の濃淡で捕捉磁束密度の大きさを示す。

7.2.2.3.1 予備実験の結果

図 7-20 の(a1)と(a2)にそれぞれ# 1 の三回目と四回目の着磁後の捕捉磁束密度分布を示す。三回目、四回目とも捕捉磁束密度分布の形状は台形であった。すなわち、バルク体周囲部に大きな磁場勾配が存在し、それ以外の場所ではその勾配が周囲部よりも小さくなっていることがわかる。一方、# 2 の三回目と四回目の着磁後の捕捉磁束密度分布は、それぞれの図 7-20 (b1)と(b2)に示すようにほぼ円錐形であった。すなわち、磁場勾配が、バルク体の場所にかかわらず均一であることがわかる。円錐形の分布はバルク体の磁場を電動機の界磁子として応用する場合、スムーズな電動機の回転に寄与する。

図 7-22 の(a)と(b)にそれぞれ最大捕捉磁束密度(B_t)と総磁束(Total flux)の値を示す。着磁 1 回目から 4 回目まで最大捕捉磁束密度と総磁束ともに# 1 の方が# 2 よりも大きな値を得た。

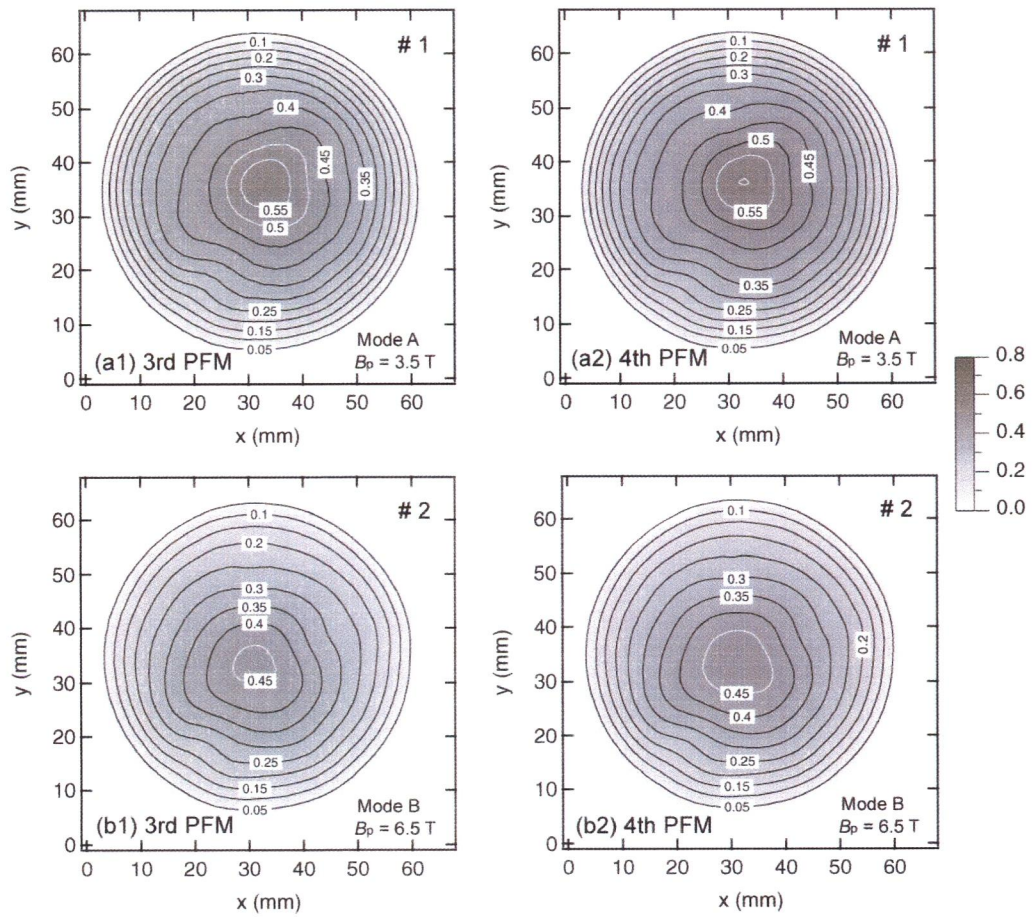


図 7-20 予備実験の捕捉磁束密度分布。(a1)は# 1・ 3回目の着磁後の分布、(a2)は# 1・ 4回目の着磁後の分布、(b1)は# 2・ 3回目の着磁後の分布、(b2)は# 2・ 4回目の着磁後の分布を示す。

7.2.2.3.2 二重コイル法によるパルス着磁の結果

図 7-21 の(a)と(b)に、それぞれ二重コイル法(# 3)による 3 回目と 4 回目の着磁後の捕捉磁束密度分布を示す。(a)より Mode A により行われた 3 回目の着磁後の分布の形状は、# 1 のそれと同様に台形であった。一方(a)と(b)を比較してみると、Mode B による 4 回目の着磁後の捕捉磁束密度分布の形状は、台形であった 3 回目のそれを整形することに成功した。そして、その分布は# 2 の 4 回目の着磁後の分布 (図 7-20) よりもさらに均一な円錐形になっていることがわかる。さらに図 7-22 の(a)において、# 1 と# 3 の 4 回目の着磁後の最大捕捉磁束密度を比較してみると、# 3 は# 1 に比べ 13 %向上していることがわかる。これより# 3 で実験を行った場合に、最も磁場勾配が均一な円錐形の分布を得ると同時に最大捕捉磁束密度の向上を達成することが出来た。一方、中心部で捕捉磁束密度が向上しても、総磁束の値はほとんど増加しなかった。(図 7-22 (b))

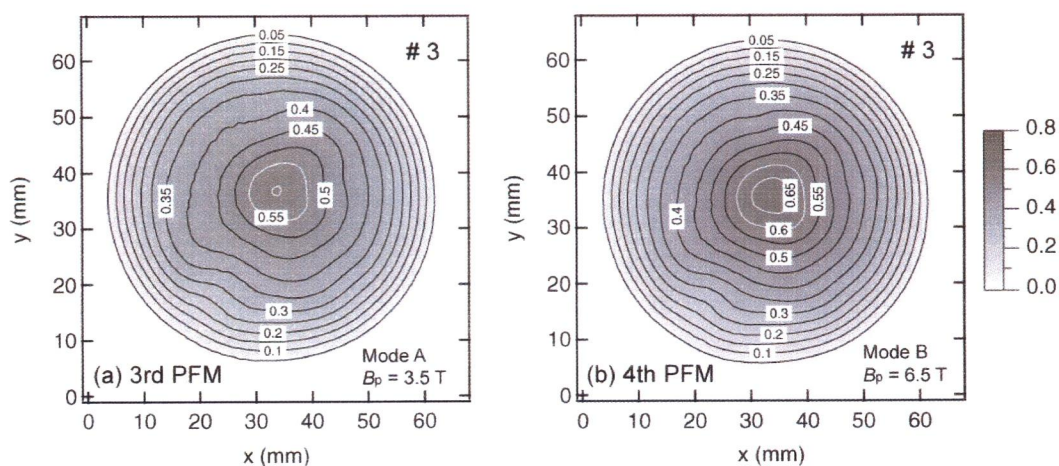


図 7-21 二重コイル法(# 3)による捕捉磁束密度分布。(a)は 3 回目の着磁後の分布、(b)は 4 回目の着磁後の分布を示す。

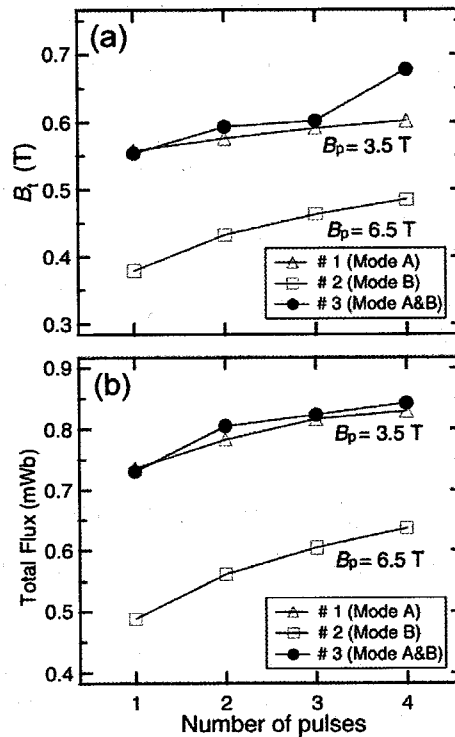


図 7-22 #1と#2、#3における(a)最大捕捉磁束密度と(b)総磁束の値。

・パルス着磁中の局所磁束密度

この節では、4回目の Mode B によって円錐形の分布が得られた理由について、パルス着磁中の局所磁束密度の測定結果を元に述べる。

図 7-23 における点線はセンサ4と5の値である。図 7-23 の(a)は Mode A による3回目の着磁中の局所磁束密度の値を示す。印加パルス磁場のピーク付近において、バルク体の周囲部（センサ1と5）やバルク体内側（センサ2と4）、中心部（センサ3）のピーク磁束密度の値はほとんど等しいことがわかる。

一方、図 7-23 の(b)より Mode B による4回目の着磁中においては、バルク体の周囲部（センサ1と5）のピーク値が他の場所のピーク値よりも小さかった。さらに Mode B の印加ピーク磁場の値が Mode A の値よりも遥かに大きいにもかかわらず、Mode B でのバルク体周囲部の値は Mode A での値よりも小さかった。すなわち、Mode B での着磁はバルク体周囲部で印加磁場と磁束線の侵入を制限させた。これにより、磁束線の運動に支配されるバルク体の発熱(3.5 参照)と同様にバルク体の J_c 低下を軽減させることに寄与した。[54, 55, 56]また、バルク体中心部のピーク値が他のピーク値に比べ最も大きいということは、磁束線が効率的にバルク体の中心部までを侵入しているといえる。この結果は着磁コイルにソレノイド型コイルを用いた場合と対照的であり、磁束線が試料中心部まで侵入しにくいパルス着磁においては画期的な結果である (3.4、3.5 参照)。

このように着磁コイルの径の縮小することは、バルク体に対し J_c 低下を軽減させかつ磁

束線が効率的にバルク体の中心部までを侵入することに寄与する。この結果、バルク体の捕捉磁束密度の勾配は外縁部から中心に至るまでほぼ一定となり、分布は円錐形になる。

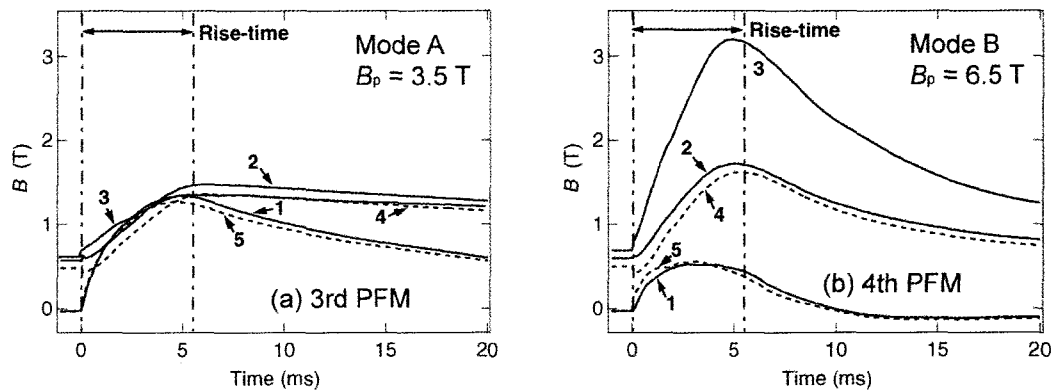


図 7-23 二重コイル法(# 3)による局所磁束密度の時間依存。

(a)は3回目の着磁中の値、(b)は4回目の着磁中の値を示す。

バルク体を回転機や発電機、磁気分離器に応用する場合、円錐形の捕捉磁束密度分布は機器の安定的な運転のために不可欠である。今回の実験では、着磁効率の高い大径コイルと整形効果の高い小径コイルを組み合わせ、双方の特徴を活かした二重構造の着磁コイル（磁束密度分布制御コイル）を製作し着磁を行った。この着磁法により磁束線を効率的にバルク体中心まで侵入させることに成功した。その結果、最大捕捉磁束密度を上昇させつつ捕捉磁束密度分布を整形することができ、円錐形の分布を得ることに成功した。この磁束密度分布制御コイル法による着磁は、回転機や発電機、磁気分離器等のバルク体を応用した機器に対して有効な要素技術であり、それらの性能向上に貢献する。^[57, 58]

7.2.3 凝縮ネオン冷却によるパルス着磁特性

超電導バルク体は使用温度が低くなることによって捕捉可能な磁束量が飛躍的に増加する。この節ではバルク体の捕捉磁束密度の向上を目指して、冷媒を現在使用している液体窒素(77 K)から GM 冷凍機を用いて凝縮を行った液体ネオン(28 K)に換え冷却、液体窒素浸漬温度よりも低温領域でのパルス着磁を行った。

液体窒素温度以下でのバルク体のパルス着磁特性の評価として、Fujishiro [59, 60, 61]や Sander [62]らによって報告されている。その中でバルク体を高い温度である程度磁束を捕捉させた後さらに冷却して着磁を行うステップクーリング法は同じ温度で磁化し続けるより多くの磁束を捕捉できるという報告がある。しかしながらこの報告はソレノイドコイルで行われた着磁実験のものである。本実験ではモータにて用いる渦巻き型コイルを着磁コイルとして用い、その有効性を検証した。また、液体窒素温度以下の領域での二重コイルの有効性を検証するために、二重コイル法(CMDC 法)によるパルス着磁の実験も合わせて行った。その後、液体窒素温度以下において温度、印加磁場、着磁コイル系を変化させ、それらのステップクーリング法と CMDC 法を組み合わせ、着磁実験を行った。

本実験システムは単層型モータを改良し、冷媒を液体窒素から冷凍機で凝縮したネオンへ置換して行った。このため、本実験で得られた結果は直ちにモータ試作機に応用が可能である。

7.2.3.1 実験装置

本実験システムは冷媒にネオン（沸点：27 K）を採用し、液体窒素冷却型単層型モータを改良し用いた。バルク体の冷却は、GM 冷凍機（CRYOMECH 社製, AL330）コールドヘッドに凝縮装置を設置し凝縮したネオンを、メインシャフトを通して界磁子円盤に流入することによって行う。バルク体は界磁子円盤に流れ込んだネオンによってバルク体側面から熱伝導冷却される。この熱伝導冷却方式は 5.2.1 で述べた、液体窒素循環冷却による超電導モータの界磁子の冷却法と同様である。また、バルク体に対して温度調節を行うためのヒータを回転子円盤に取り付けた。ヒータの出力調節はスライダックにより電圧を制御することによって行った。温度は、熱電対(IWATANI Au-0.07 %Fe, Normal Silver)を用いて測定を行った。尚、スライダックの出力電圧を 0 V とした場合（ヒータを OFF にした場合）のバルク体表面上の温度は 38 K であり、この温度が本実験におけるバルク体表面上の最低温度であった。バルク体の最低温度到達時間は約 1700 分であった。バルク体は第 7 章で述べた、張り合わせバルクである。着磁コイルには直径 84 mm の渦巻き型コイルと二重コイルを実装し、単層型モータと同様に液体窒素を用いて冷却を行う。本システムの概略図を図 7-24 に示す。

着磁後、捕捉磁束特性の評価としてバルク体表面にホールセンサ（BHT-921）を走査させて残留捕捉磁束密度の測定を行った。尚、着磁コイルとバルク体とのエアギャップは 2.0 ～ 2.5 mm であった。渦巻き型コイルと二重コイルを着磁コイルに用いた場合のホールセンサのスキャン範囲と熱電対の位置関係をそれぞれ図 7-25 (a), (b)に示す。図からも分かる

ように、渦巻き型コイルを着磁コイルに用いた場合のバルク体表面上のスキャンは GS 領域上を中心(Centre)から端(Edge)の範囲にかけて行われた。一方、二重コイルを着磁コイルに用いた場合も GS 領域上を中心(Centre)から端(Edge)の範囲にかけてスキャンを行ったが、前者よりも GSB 領域に接近した領域上であった。また、ホールセンサのスキャンピッチと、バルク体とのエアギャップの値を表 7-4 に示す。

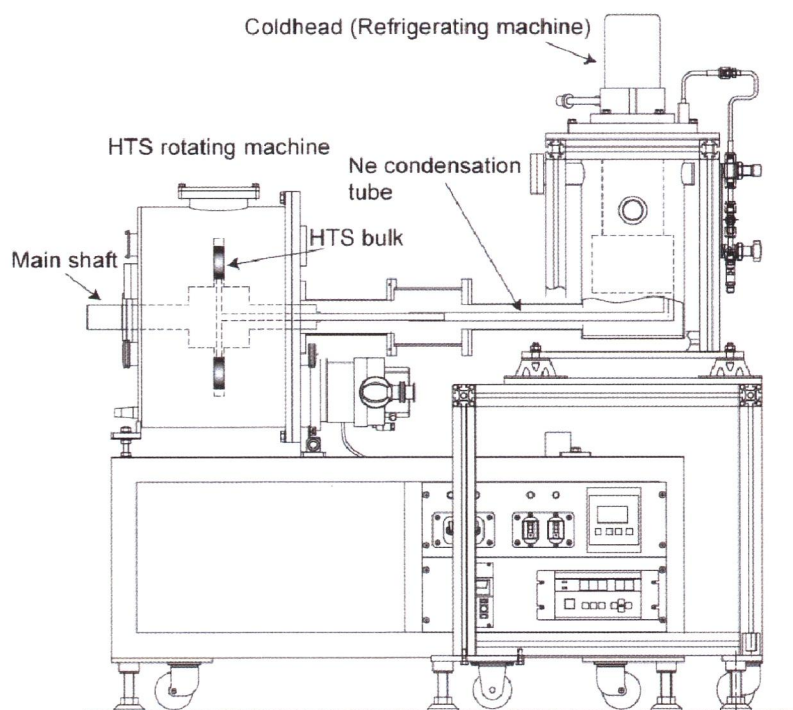


図 7-24 ネオン冷却着磁試験システム図

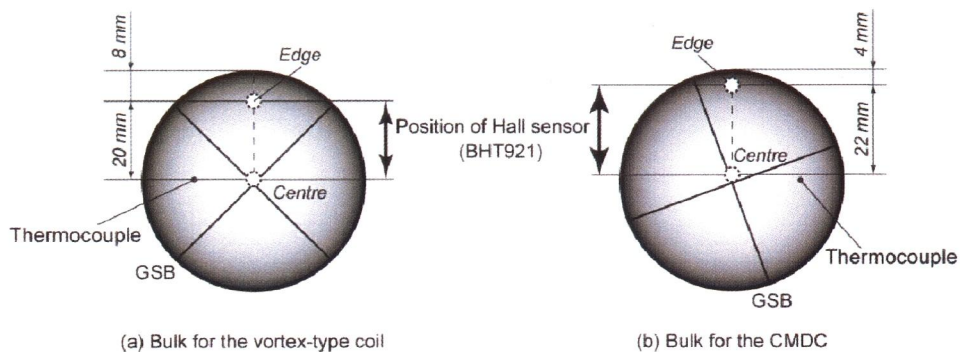


図 7-25 バルク体表面上におけるホールセンサのスキャン範囲と熱電対の位置関係。
(a) 着磁コイルに渦巻き型コイルを用いた場合 (b) 二重コイルを用いた場合

表 7-4 ホールセンサのスキャンピッチとバルク体とのエアギャップ

Magnetizing coil	Vortex-type coil	CMDC
Scanning pitch	1.6 mm	1.8 mm
Scanning area	20 mm	22 mm
Air-gap of Hall sensor	0.70 mm	1.25 mm

7.2.3.2 実験方法

・ステップクーリング法

本実験ではステップクーリング法の有効性を検証するためバルク体の印加するパルス磁場等は統一し、表面温度（着磁温度）のみを変化させて実験を行った。統一したパラメータは着磁コイルの直径とその印加ピーク磁場(B_p)で、それぞれ 84 mm、7.3 T とした。着磁コイルには渦巻き型コイルを用い、印加ピーク磁場の立ち上がり時間は 7.0 ms であった。

実験手順としては表 7-5 に示すように、高温(70 K)で 2 回着磁を行い、温度を低温(38 K)にした後に 2 回着磁を行った。さらに、比較実験として着磁温度を高温(70 K)と低温(38 K)にそれぞれ固定し連続的に計 4 回のパルス着磁を行った。

ホールセンサとバルク体とのエアギャップは 0.70 mm である。

表 7-5 ステップクーリング法の検証実験手順

	1st	2nd	3rd	4 th
Temp. of the bulk	70 K	70 K	38 K	38 K
B_p	7.3 T	7.3 T	7.3 T	7.3 T
Outer dia. of the coils	84 mm	84 mm	84 mm	84 mm

・CMDC 法

本実験では CMDC 法の検証のため着磁コイル直径のみを変化させて実験を行った。よって着磁コイルには二重コイルを用いた。統一したパラメータは着磁温度で 38 K とした。

実験手順としては表 7-6 に示すように、大径コイル(84 mm)で 2 回着磁を行った後、小径コイル(44 mm)で 2 回着磁を行った。また表 7-7 に示すように、小径コイル(44 mm)で 2 回着磁を行った後、大径コイル(84 mm)で 2 回着磁を行う逆の実験パターンも合わせて行った。さらに、比較実験として着磁コイル直径を 84 mm と 44 mm にそれぞれ固定し連続的に計 4 回のパルス着磁を行った。印加ピーク磁場は着磁コイル直径が 84 mm の場合は 7.7 T、着磁コイル直径が 44 mm の場合は 9.5 T とした。また、印加ピーク磁場の立ち上がり時間は着磁コイル直径が 84 mm の場合は 6.8 ms、着磁コイル直径が 44 mm の場合は 3.2 ms であった。

ホールセンサとバルク体のエアギャップは 1.25 mm にて計測を行った。

表 7-6 CMDC 法の検証実験手順 (84 mm → 44 mm)

	1st	2nd	3rd	4 th
Temp. of the bulk	38 K	38 K	38 K	38 K
B_p	7.7 T	7.7 T	9.5 T	9.5 T
Outer dia. of the coils	84 mm	84 mm	44 mm	44 mm

表 7-7 CMDC 法の検証実験手順 (44 mm → 84 mm)

	1st	2nd	3rd	4 th
Temp. of the bulk	38 K	38 K	38 K	38 K
B_p	9.5 T	9.5 T	7.7 T	7.7 T
Outer dia. of the coils	44 mm	44 mm	84 mm	84 mm

7.2.3.3 結果及び考察

7.2.3.3.1 ステップクーリング法

図 7-26 にステップクーリング法による捕捉磁束密度を示す。図より低温領域(38 K)のみで着磁した場合よりも、高温領域(70 K)で着磁した後に低温領域で着磁を行うステップクーリング法の方がバルク全体で多く磁束が捕捉されていることがわかる。特にバルク体中心部での捕捉磁束密度特性が飛躍的に向上している。これは、38 Kにおいてバルク体のピン止め力が強いいため中心部まで磁束が侵入できなかったことが理由として挙げられる。さらに、図 7-27 に示すように4回とも70 Kで着磁を行った場合は後半で最大捕捉磁束密度の上昇が飽和していることがわかる。また、38 Kでの着磁においては強固なピン止め力による反磁性効果（完全反磁性、マイスナー効果ではない）の増大で印加ピーク磁場がシールドされたため、2回目の着磁から捕捉磁束密度が飽和したといえる。したがってステップクーリング法は渦巻き型コイルにおいてもソレノイドコイルと同様に有効であるといえる。

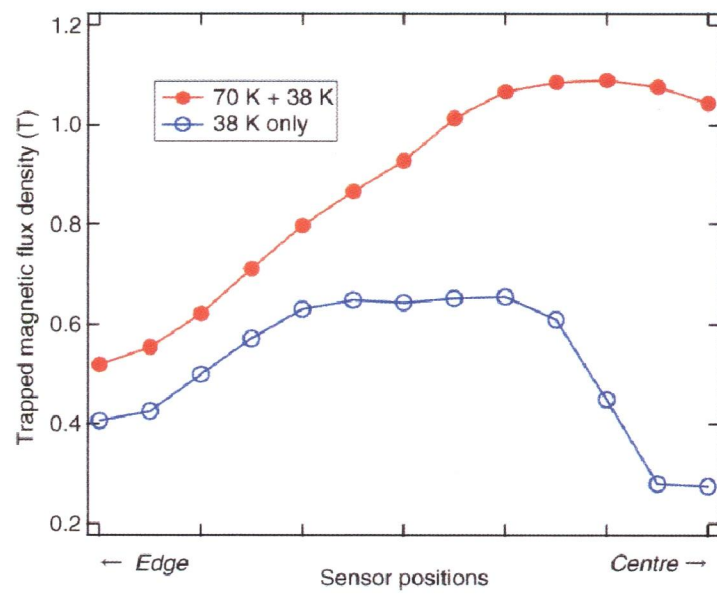


図 7-26 ステップクーリング法による捕捉磁束密度

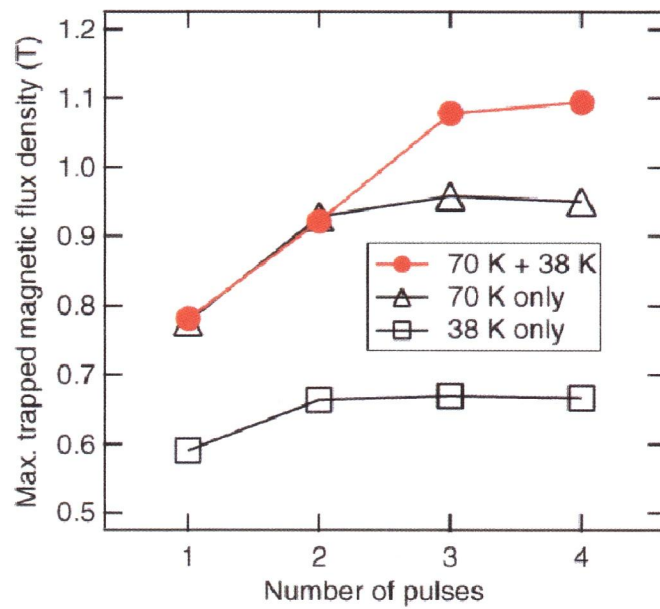


図 7-27 ステップクーリング法とその温度固定時の最大捕捉磁束密度の推移

7.2.3.3.2 CMDC 法

まず比較用の実験結果、すなわち着磁コイル直径を 84 mm と 44 mm に固定させて着磁を行ったときの捕捉磁束密度をそれぞれ図 7-28 と図 7-29 に示す。着磁コイル直径を 84 mm に固定した場合、捕捉磁束密度がバルク体縁部から中心部に向かってなだらかに増加していることがわかる。これは 1 回目から 4 回目までを通して同じ傾向である。しかし、2 回目以降捕捉磁束密度はほとんど上昇せず、磁束の侵入が飽和状態になった。一方、着磁コイル直径を 44 mm に固定した場合、捕捉磁束密度はバルク体縁部の値がマイナスになっており、縁部から中心部に向かって急激に増加している。この傾向は回数を重ねるごとに強まり、4 回の着磁後の中心部の値は 84 mm のそれよりも大きかった。このことから低温領域(38 K)においても液体窒素温度での結果と同様に、コイル直径を減少すると磁束がバルク体中心まで浸入し易くなることがわかった。

次に CMDC 法の結果について述べる。図 7-30 に CMDC 法 (84 mm → 44 mm) を用いた捕捉磁束密度を示す。捕捉磁束密度がバルク体縁部から中心部に向かってなだらかに増加する傾向にあるのは 1 回目から 4 回目まで同様ながら、コイル直径が 44 mm になる 3 回目の着磁で中心部の値が大きく上昇した。他方、図 7-31 に示す CMDC 法 (44 mm → 84 mm) を用いた捕捉磁束密度はバルク体縁部から中心部に向かってやや急激に増加している。この傾向は 4 回の着磁を通して同じである。また、コイル直径が 84 mm になる 3 回目の着磁でバルク全体を通して捕捉磁束密度は上昇した。しかし、バルク体端側において捕捉磁束密度は改善したものの、中心に向かう途中で捕捉磁束密度が急激に落ち込んでいる。

着磁終了後の CMDC 法とその比較実験の捕捉磁束密度を図 7-32 に示す。CMDC 法 (84 mm → 44 mm) による捕捉磁束密度は、着磁コイル直径を 84 mm に固定した場合よりもバルク体中心部で捕捉磁束密度が向上した。一方、CMDC 法 (44 mm → 84 mm) による捕捉磁束密度は、着磁コイル直径を 44 mm に固定した場合よりもバルク体縁部で捕捉磁束密度が向上した。最大捕捉磁束密度はこの条件で最も大きな値を得た。しかし、図中左から 4 ポイント目付近で捕捉磁束密度がマイナスになっており、モータの回転界磁に用いる捕捉磁束密度分布としては適しているとはいいがたい。したがって、CMDC 法 (84 mm → 44 mm) による着磁の方がモータの回転界磁には適しているといえる。さらに図より CMDC 法 (84 mm → 44 mm) の方が、総磁束量が大きいこともその理由に挙げられよう。

本実験では、着磁コイル直径を固定する着磁方法よりも CMDC 法の方が良好な着磁特性を示すことが確認できた。さらに、その中でも着磁コイル直径を 84 mm → 44 mm とする方法が最も回転機界磁応用に適していることがわかった。

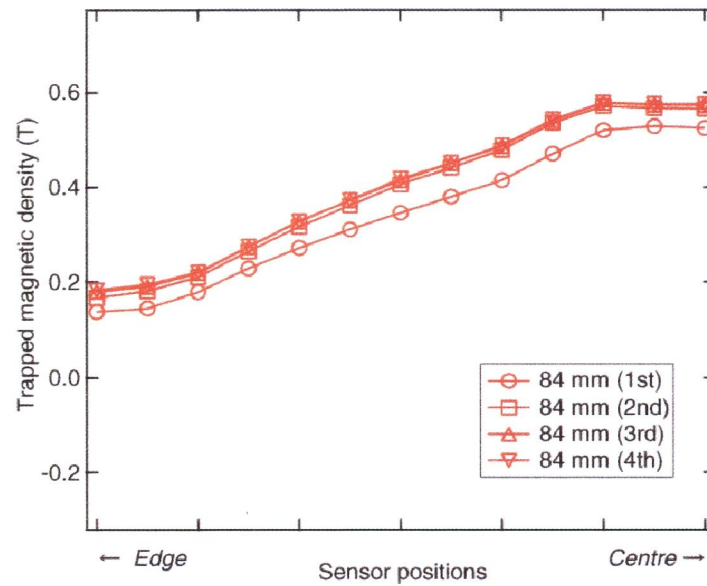


図 7-28 着磁コイル直径を 84 mm に固定したときの捕捉磁束密度

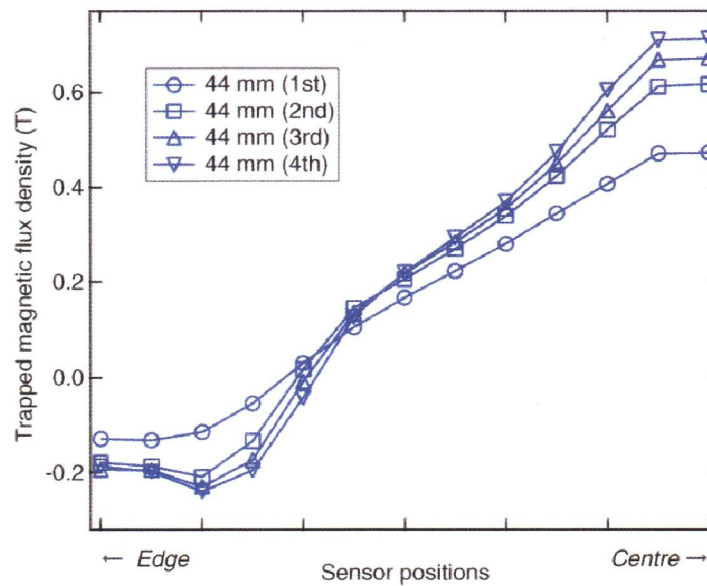


図 7-29 着磁コイル直径を 44 mm に固定したときの捕捉磁束密度

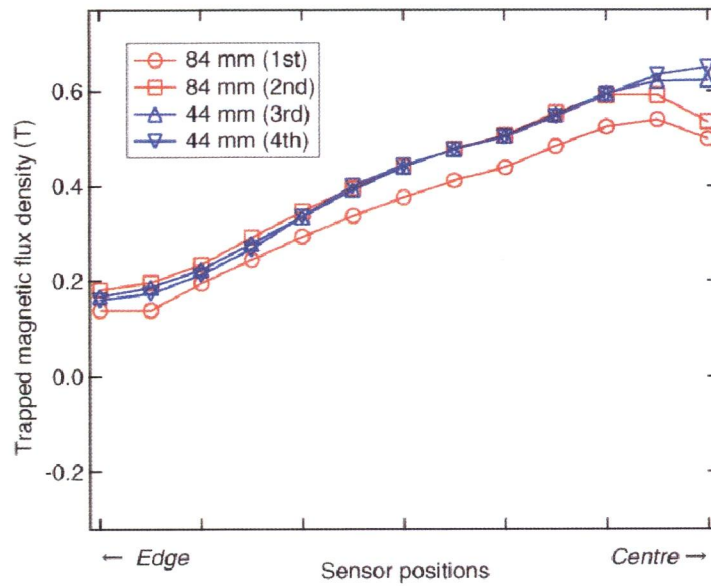


図 7-30 CMDC 法（着磁コイル直径：84 mm → 44 mm）の捕捉磁束密度

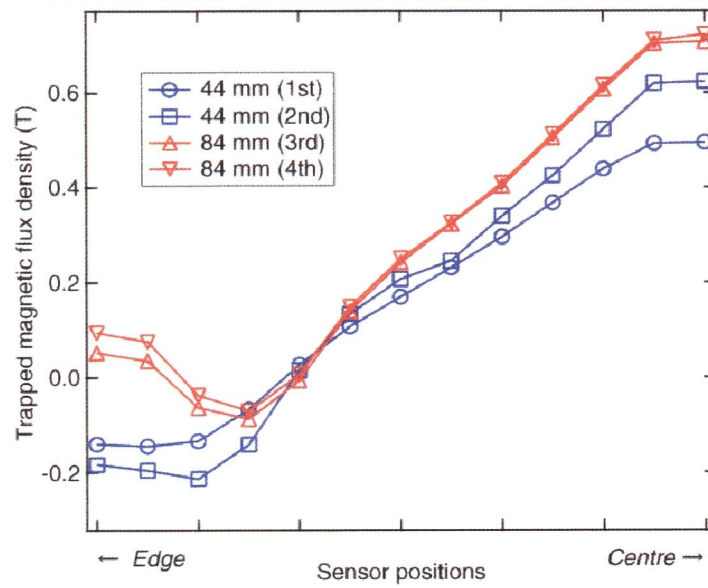


図 7-31 CMDC 法（着磁コイル直径：44 mm → 84 mm）の捕捉磁束密度

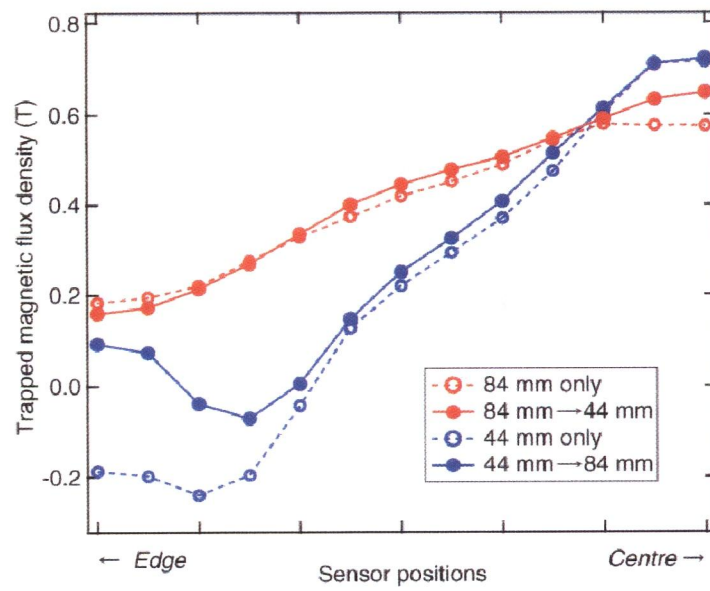


図 7-32 CMDC 法とその予備実験の捕捉磁束密度比較

7.2.4 ステップクーリング法と CMDC 法の組み合わせ

7.2.4.1 実験方法

前節では本モータシステムにおいてのステップクーリング法と CMDC 法の有効性を実証した。この実験結果を踏まえ、この節では、これらの着磁法を組み合わせ着磁を行った。

本実験では着磁回数を 8 回とし、はじめの 4 回の着磁 (1st ステップ) を高温で行い、その後の 4 回の着磁 (2nd ステップ) を低温 (1st ステップよりも低い温度) で行った。1st ステップと 2nd ステップの実験条件をそれぞれ表 7-8 と表 7-9 に示す。また、着磁温度の組合せを「1st ステップ + 2nd ステップ」の形で以下に示す。

(1) 65 K + 38 K

(2) 55 K + 38 K

(3) 45 K + 38 K

さらに、下に示すように 3 つの温度領域においても実験を行った。1st ステップ + 2nd ステップを実行した後に 3rd ステップ (表 7-10) を実行するので、着磁回数は 12 回となる。

(4) 65 K + 55 K + 38 K

着磁コイルには二重コイルを用い、印加ピーク磁場は着磁コイル直径が 84 mm の場合は 7.7 T、着磁コイル直径が 44 mm の場合は 9.5 T とした。また、印加ピーク磁場の立ち上がり時間は着磁コイル直径が 84 mm の場合は 6.8 ms、着磁コイル直径が 44 mm の場合は 3.2 ms であった。

表 7-8 1st ステップの実験手順

	1st	2nd	3rd	4th
B_p	7.7 T	7.7 T	9.5 T	9.5 T
Outer dia. of the coils	84 mm	84 mm	44 mm	44 mm

表 7-9 2nd ステップの実験手順

	5th	6th	7th	8th
B_p	7.7 T	7.7 T	9.5 T	9.5 T
Outer dia. of the coils	84 mm	84 mm	44 mm	44 mm

表 7-10 3rd ステップの実験手順 ((4) 65 K + 55 K + 38 K のみ)

	9th	10th	11th	12th
B_p	7.7 T	7.7 T	9.5 T	9.5 T
Outer dia. of the coils	84 mm	84 mm	44 mm	44 mm

7.2.4.2 実験結果

(1) 65 K + 38 K

1st ステップを 65 K で実行した後 2nd ステップを 38 K で実行したときの捕捉磁束密度を図 7-33 に示す。2 回目終了後の形状は、バルク体中心部で捕捉磁束密度が落ち込んでいるため「カルデラ」形状になっていることがわかる。しかし、直径 44 mm の着磁コイルを用いて着磁を行ったところ（4 回目終了後）、磁束線がバルク体中心部に局所的に押し込まれたため、中心部の捕捉磁束密度が飛躍的に向上した。これによって、捕捉磁束密度分布はバルク体縁部から中心部に向かってなだらかに増加する形状になり、捕捉磁束密度分布を整形することが出来た。また、2nd ステップにおいても着磁コイルの直径を 44 mm にすることにより中心部での磁束密度が増加した。尚、着磁終了後の最大捕捉磁束密度は 1.21 T で、バルク体とホールセンサのギャップを 0 mm に補正すると 1.43 T になる（2.5 参照）。

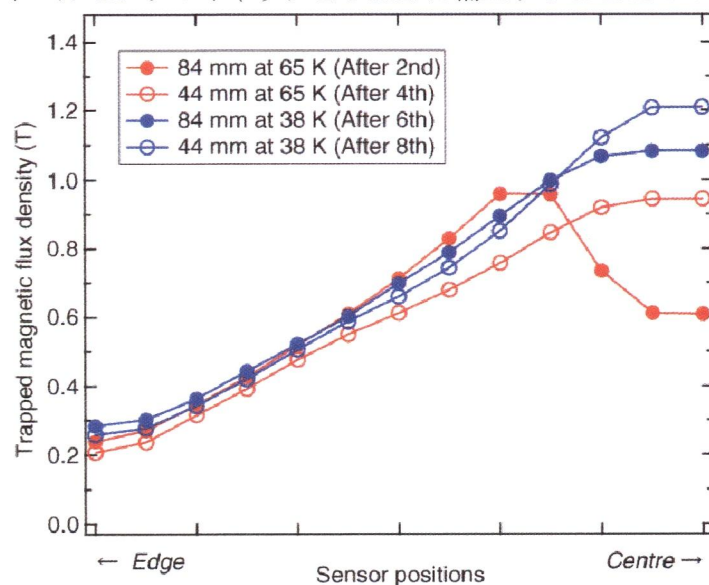


図 7-33 捕捉磁束密度推移 (65 K + 38 K)

(2) 55 K + 38 K

1st ステップを 55 K で実行し 2nd ステップを 38 K で実行したときの捕捉磁束密度を図 7-34 に示す。2 回目終了後の形状は「(1) 65 K + 38 K」程ではないが、バルク体中心部で捕捉磁束密度が落ち込んでいる。その後、直径 44 mm のコイルを用いて着磁を行ったところ、中心部においてわずかに捕捉磁束密度が向上した。その結果、捕捉磁束密度は中心部に向かってなだらかに増加する形状になり、捕捉磁束密度分布を整形することができた。また 6 回目終了後は、着磁温度を下げたことによりバルク体全体にわたり捕捉磁束密度が向上した。すなわち、4 回終了後の形状（赤 - 塗りつぶし無）と 6 回終了後の形状（青 - 塗りつぶし有）とが非常に似通っている。この傾向は「(1) 65 K + 38 K」をはじめ他の条件でもみられた。8 回目の着磁ではコイル直径を 44 mm にすることにより中心部での捕捉磁束密度が増加した。着磁終了後の最大捕捉磁束密度は 1.31 T で、バルク体とホールセンサ

のギャップを 0 mm に補正すると 1.55 T になる (2.5 参照)。この値は本実験で得られた最大の値である。

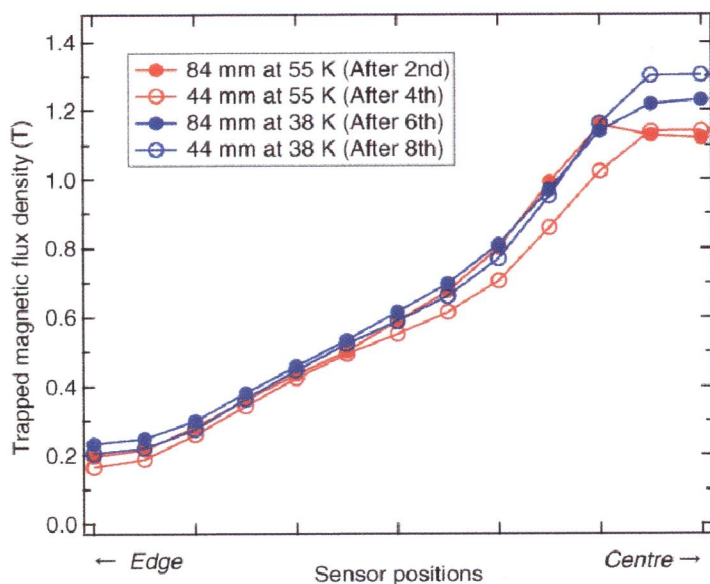


図 7-34 捕捉磁束密度推移 (55 K + 38 K)

(3) 45 K + 38 K

1st ステップを 45 K で実行した後 2nd ステップを 38 K で実行したときの捕捉磁束密度を図 7-35 に示す。この条件下では、1st ステップにおいて直径 44 mm のコイルを用いて着磁を行ったところ、バルク体全体にわたり捕捉磁束密度が減少した。6 回目終了後は、着磁温度を下げたことによりバルク体全体にわたり捕捉磁束密度が向上した。また、「(2) 55 K + 38 K」と同様に 4 回終了後の形状 (赤 - 塗りつぶし無) と 6 回終了後の形状 (青 - 塗りつぶし有) とが非常に似通っている。8 回目の着磁ではコイル直径を 44 mm にすることにより中心部での捕捉磁束密度が増加した。着磁終了後の最大捕捉磁束密度は 1.23 T で、バルク体とホールセンサのギャップを 0 mm に補正すると 1.46 T になる (2.5 参照)。

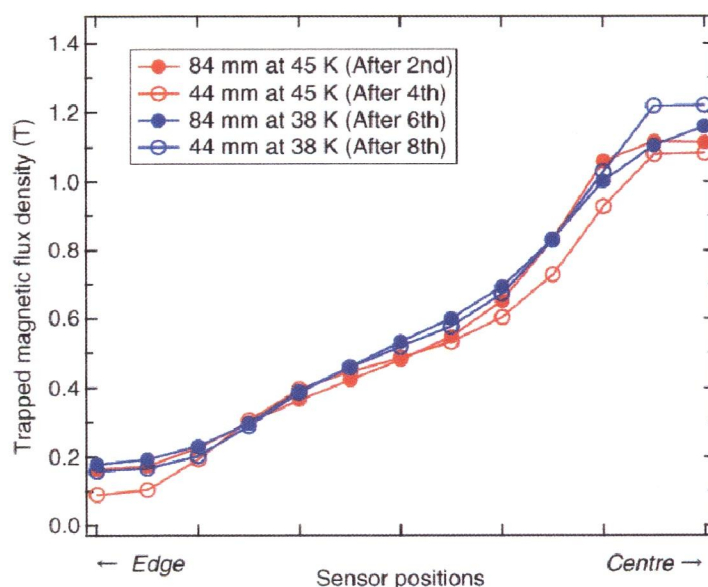


図 7-35 捕捉磁束密度推移 (45 K + 38 K)

(4) 65 K + 55 K + 38 K

1st ステップを 65 K で、2nd ステップを 55 K、3rd ステップを 38 K で実行したときの捕捉磁束密度を図 7-36 に示す。2 回目終了後の形状は、「(1) 65 K + 38 K」の条件と同様にバルク体中心部で捕捉磁束密度が落ち込んでいるため「カルデラ」形状になっていることがわかる。しかし、直径 44 mm の着磁コイルを用いて着磁を行ったところ（4 回目終了後）、磁束線がバルク体中心部に局所的に押し込まれたため、中心部の捕捉磁束密度が飛躍的に向上した。これによって、捕捉磁束密度はバルク体縁部から中心部に向かってなだらかに増加する形状になり、捕捉磁束密度分布を整形することが出来た。6 回目終了後は、着磁温度を下げたことによりバルク体全体にわたり捕捉磁束密度が向上した。他の条件と同様に 4 回目終了後の形状（赤 - 塗りつぶし無）と 6 回目終了後の形状（青 - 塗りつぶし有）とが非常に似通っている。8 回目の着磁では、コイル直径を 44 mm にすることにより中心部での捕捉磁束密度が減少した。2nd ステップ終了後の最大捕捉磁束密度は 1.08 T で、バルク体とホールセンサのギャップを 0 mm に補正すると 1.28 T になる。この値は 2nd ステップ終了後の最大捕捉磁束密度としては最も小さい値となった。この理由として、1st ステップと 2nd ステップとでは着磁温度にあまり差がなかったことが挙げられる。よって、1st ステップの温度と 2nd ステップの温度とでは着磁特性（ピン止め力）の差異がないため 2nd ステップにおいてバルク体の捕捉磁束特性が向上しなかったと考えられる。

3rd ステップにおいて、10 回目終了後は着磁温度を下げたことによりバルク体全体にわたり捕捉磁束密度が向上した。12 回目の着磁では、コイル直径を 44 mm にすることにより中心部での磁束密度が増加した。3rd ステップ終了後の最大捕捉磁束密度は 1.23 T で、バルク体とホールセンサのギャップを 0 mm に補正すると 1.46 T になる。この値は 2nd ステップ終了後の(1) 65 K + 38 K や(3) 45 K + 38 K とあまり変わらない値となった。

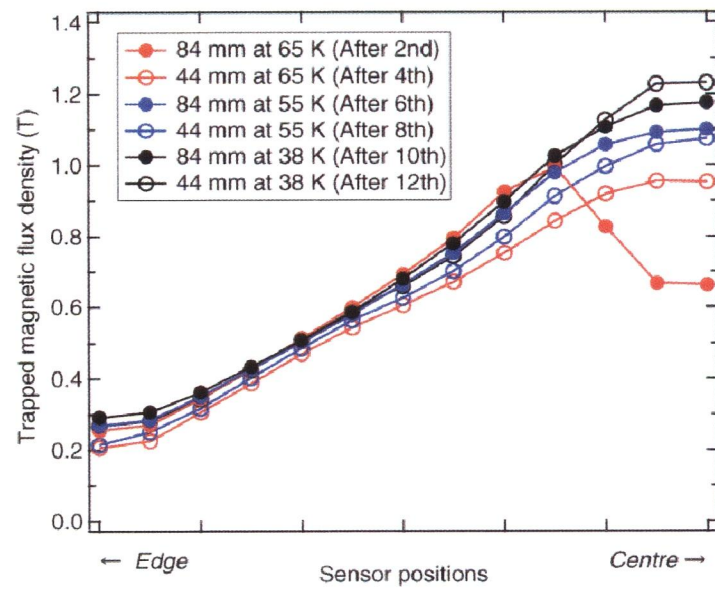


图 7-36 捕捉磁束密度推移 (65 K + 55 K + 38 K)

7.3 まとめ

モータの出力及び安定性等の性能向上を目的とし、バルク体の着磁特性の向上が不可欠である。そのために、バルク体自体の性能向上とバルク体に対しての最適な着磁条件の探索を目的として実験を試み、以下の結果を得た。

1 張り合わせバルク

バルク体の上質の溶融結晶部分を接合貼り合せることによって、直径60mm、厚さ20mmのバルク体の表裏両面の材質を均一化に成功することに加え、結晶軸を上下で45°ずらして接合し貼りあわせた結果、バルク体両面で最大8%の捕捉磁場の増加が得られた。

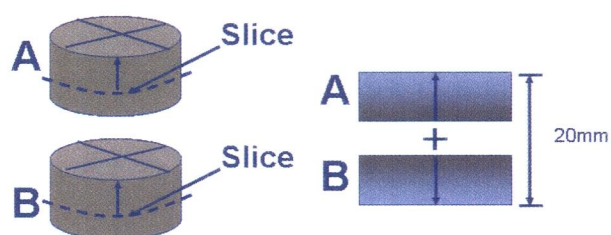


図 7-37 張り合わせバルク

2 軟磁性体挿入バルク

軟磁性材料であるパーメンジュールをバルク体中心に挿入(図 7-38)し、最大捕捉磁束密度の向上と均一性を持った捕捉磁束密度分布を目指した。パルス着磁を行った結果、飛躍的な捕捉磁束密度の向上は得られなかったが、捕捉磁束密度分布の整形効果が得られた(図 7-39)。バルク体の均一な捕捉磁束密度分布はスムーズな電動機の駆動に貢献するので、これを電動機に実装することでさらなる安定的な運転が期待できる。



図 7-38 パーメンジュール挿入バルク

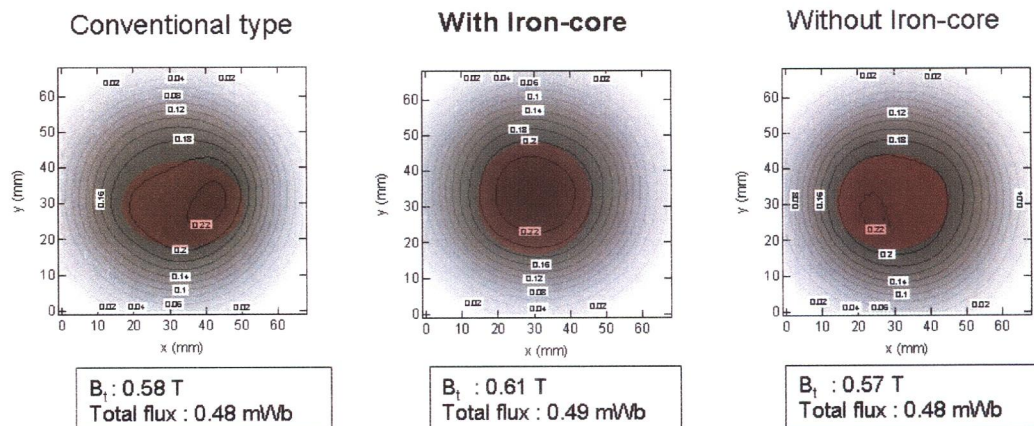


図 7-39 パーマネント挿入バルク着磁結果

3 金属含浸バルク

バルク体の中心部に穴をあけ、アルミニウムワイヤーを挿入し低融点金属(U-Alloy)を真空含浸して、バルク内部の冷却効率を向上させるとともに、実機モータ内部でのパルス着磁の際の磁束の運動による発熱の抑制を図った。この結果パルス着磁時において、最大 25 %の捕捉磁場の向上が見られた。

4 着磁コイルの形状依存性

着磁コイル径を現在用いている 84 mm、バルク体と同径の 60 mm、バルク体より径の小さい 44 mm と変化させ、それぞれの径における着磁特性について検証し、着磁特性向上への足がかりとした。その結果、着磁コイル径が大きくなる程、大きな着磁量を得ることができるが捕捉磁束密度分布は乱れる傾向にあり、コイル径が小さい場合、高い B_p で着磁を行っても分布は理想的な円錐形をキープし、捕捉磁束密度分布は歪まない傾向にあることが分かった。

5 磁束密度分布制御コイル法によるパルス着磁

上記の結果から、その結果着磁効率の高い大径コイルと整形効果の高い小径コイルを組み合わせ、双方の特徴を活かした外側コイル径 84 mm、内側コイル径 44 mm の二重構造の着磁コイル (CMDCコイル) を製作し着磁を行った。この着磁法により磁束線を効率的にバルク体中心まで侵入させることに成功した。その結果、最大捕捉磁束密度を上昇させつつ捕捉磁束密度分布を整形することができ、円錐形の分布を得ることに成功した。この磁束密度分布制御コイル法による着磁は、回転機や発電機、磁気分離器等のバルク体を応用した機器に対して有効な要素技術であり、それらの性能向上に貢献する。

6 凝縮ネオン冷却によるパルス着磁

バルク体の捕捉磁束密度の飛躍的な向上を目指して、冷凍機で凝縮したネオンを冷媒として用いることによって、液体窒素浸漬温度（77 K）よりも低温領域でのパルス着磁を行った。実験システムは単層型のモータを改良することによって行い、ソレノイドコイルにおいて液体窒素温度以下での着磁において良好な結果が報告されているステップクーリング法の渦巻き型コイルでの有効性を検証する実験を行った。その際、7.2.2 で述べた CMDC 法の液体窒素温度以下の領域においての有効性を検証するための実験も合わせて行った。ステップクーリング法と CMDC 法の本システムによる有用性を得た後、各着磁法を組み合わせその結果、高温超電導モータ内部にてバルク体表面温度 38 K を達成し、CMDC 法により捕捉磁束密度分布を整形、バルク表面で液体窒素(77 K)使用時の約 1.5 倍である 1.55 T 最大捕捉磁束密度得た。

現在捕捉磁束密度分布は最大で 1.55 T であるが、Fujishiro らのグループは同等の温度において Sm 系バルクで 4.64 T を得ており^[6 3]着磁温度、印加磁場、印加回数等を最適化することによって更なる捕捉磁束密度の向上が見込まれる。

バルク体自体の性能向上とバルク体に対しての最適な着磁条件の探索を目的として実験を試み、上記の結果を得て超電導モータの性能向上の足がかりを得た。

第 8 章 総括

低環境負荷、高効率を実現する、次世代の電気推進システムのトータルな性能を多面的かつ格段に向上させる電動機として高温超電導体を用いたモータの研究を行った。その成果として高温超電導バルク体を回転界磁子に用い、回転機内で回転界磁円盤に装着された状態の高温超電導バルク体を液体窒素温度まで冷却し、同じく回転機に装着された電機子を用いて着磁を行い、連続回転（連続冷却）が可能である回転界磁型アキシアルギャップ型バルク高温超電導モータを開発した。この成果は、これまで各国で開発された高温超電導線材を使用したいわゆる「超電導線材モータ」に加え、高温超電導バルク体を使用した「超電導バルクモータ」という選択肢を増やすことにつながる。超電導線材モータは超電導バルクモータに比べ複雑な構造をもっており、また周辺機器も大掛かりな物が必要である。バルクモータには着磁電源が必要であるが、電源自体の小型化は十分に可能でありそれ以上に簡素な内部構造がメリットとしてあげられる。しかし、現状のバルクモータでは線材モータのような数十MW級の大出力モータを作るとただちに想定することはできない。むしろ、高温超電導バルク体の永久磁石同期モータを凌駕する小型で高密度な磁束密度分布は、小型高トルクによって比較的low出力＝バルクモータ、大型にはなるが高出力が望める超電導線材は高出力＝線材モータといった住み分けがなされることが望ましい。

常電導モータや鉄心を用いた超電導モータでは鉄心の磁束飽和等から、ある程度以上のトルク密度を持ったモータを得ることは難しい。しかし、鉄心を用いない超電導線材コイル、もしくは超電導バルク体を用いた超電導モータは常電導モータや鉄心を用いた超電導モータの限界を超えた、高トルク密度を実現するモータの製作を可能とする。図 8-1 に示すように、各国が超電導推進器の研究開発を行なっている。濃い水色が現在、我々が完成・開発中の超電導モータである。本論分で述べたバルク体を用いた超電導モータに加え、冷却法・機構等これまでの研究の成果を応用し 100 kW クラスの高温超電導コイルを用いた推進用モータも併せて開発中である。

本研究においては、船舶推進を目的として比較的小型の直径 600mm、全長 540mm で 90 kW を目指して超電導モータを製作し現在までに液体窒素冷却にて 16 kW の出力を得た。今後の課題としてまず挙げられるのが、バルク体に対する磁化である。現在使用しているバルク体は液体窒素温度（77K）時に静磁場着磁を行った場合、約 1.3～2.0 T 程度の磁場を捕捉することができる。これに対して現状のパルス着磁では最大で 1 T 前後に留まっている。これは、着磁の瞬間にバルク体が発熱し、それにより超電導状態が破壊されてしまう為と考えられる。また、この発熱により捕捉磁束密度分布に歪みが生じる。界磁バルクの捕捉磁束密度分布の歪みはモータの安定的な運転において好ましくない。7.2.2 述べた磁束密度分布制御コイルは捕捉磁束密度分布の整形において非常に有効な結果が得られた。このことより、実際のモータの着磁コイルに実装することにより界磁子における捕捉磁束密度分布の改善が見込める。一方、7.2.3 においてバルク体を冷媒に凝縮ネオンを用い、現在の液体窒素よりも低温（30K～40K 付近）まで冷却することによって、バルク体の捕捉磁束量の上限を大きく向上した。現在は 1.5 T 程度だが、2 T を大きく超える磁場を捕捉す

ることも難しくはない。

現在までの出力は液体窒素冷却、界磁円盤二層で 16 kW であるが、本論文後半で述べたバルク体、着磁法の改良、及び複層界磁を現在の二層から三層に増強することにより、設計仕様である 90 kW(図 8-1 Bulk-M3)の達成可能である。さらにバルク体自体の性能向上、最適な着磁法等の研究により鉄心を用いたモータの限界を超えるトルク密度を実現するモータの実現が見込まれる。この大きなトルク密度をもつモータは各種輸送機器の効率、体格を大幅に大幅に改善し、船舶推進用だけでなく列車や電機自動車等の動力、風力等の発電機など多岐に渡る応用が期待され、その成果は省エネルギー・低環境負荷に大いに貢献する。

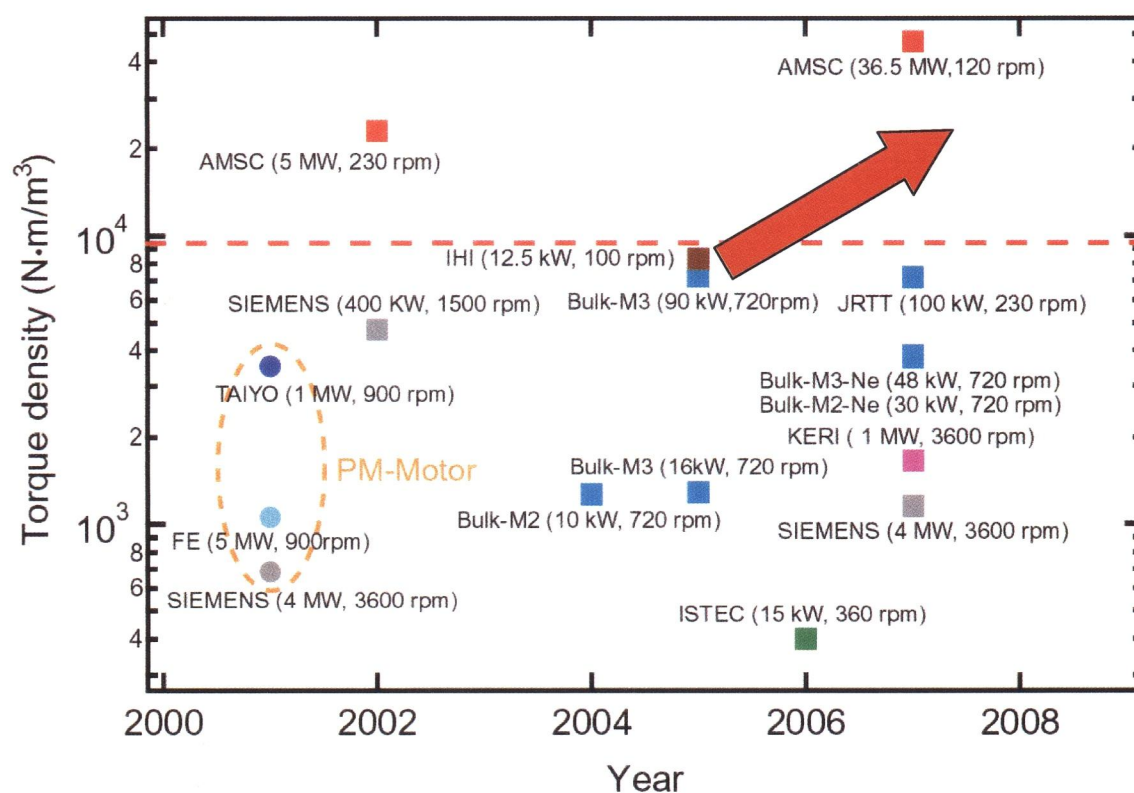


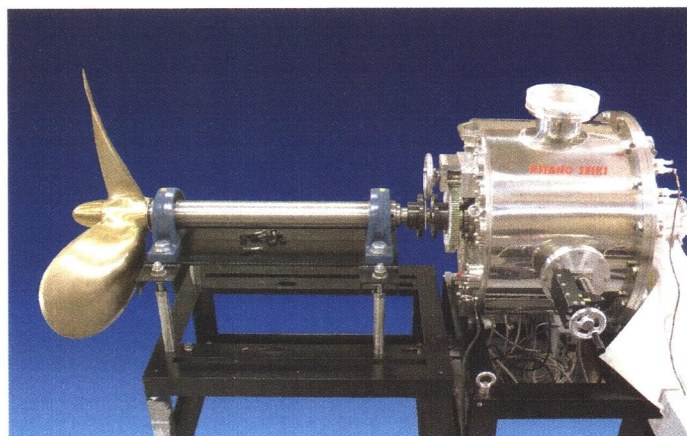
図 8-1 各国のモータのトルク密度

第 9 章 謝辭

本研究は、東京海洋大学大学院博士後期課程、海洋科学技術研究科、応用環境システム学専攻、応用物理学研究分野においておこなわれた。本研究を行うにあたり、東京海洋大学海洋工学部海洋電子機械工学科の和泉 充教授には、大学院前期課程より指導教授として終始懇切な御指導、御助言を頂き深く感謝いたします。そして研究を実施するにあたり貴重な御助言を頂き、加えて本研究の中心の一つであるパルス着磁用電流源の設計作成をおこなっていただきました国立広島商船高等専門学校電子制御工学科助手 井田徹哉博士に心から感謝いたします。また、本研究を共同で研究・開発・製作とサポートしてくださいました、北野精機株式会社の社員の皆様、特に社長であられる北野雅裕様、設計・製作から実験まで始終お付き合いいただいた、三木基寛様に心から感謝いたします。また、村上雅人芝浦工業大学教授におきましては高温超電導バルク体について多岐に渡るご助言を頂きました。深く感謝いたします。

この研究は、本学 海洋工学部 海洋電子機械工学科 応用物理・システム物理工学研究室と北野精機株式会社と福井大学 工学部電気・電子工学科杉本英彦研究室との共同研究「小型船用強磁界回転界磁冷却技術の研究」（平成14年度東京都産学連携技術開発補助事業）、「ポッド式電気推進船のための高温超電導バルク磁石を応用した高効率小型同期電動機の開発」（平成14年度補正経済産業省創造技術開発助成）および「電気推進のための新しい小型高効率同期電動機の開発」（平成15－17年度シップアンドオーシャン財団技術開発補助事業）、日本学術振興会科学研究費補助金特別研究員奨励費(17・6682)の援助によって行われているものです。また超電導バルク体試料については、(財)国際超電導産業技術研究センター超電導工学研究所（バルク応用開発室：本学社会連携推進研究センター海事交通共同研究センター）との共同研究平成15－20年度「高温超電導材料の適合性と評価技術の研究」によっています。成木紳也博士、坂井直道博士、平林泉バルク開発室長はじめ関係の皆様心から感謝の意を表します。

国立弓削商船高等専門学校商船学科助手 柳沢修実博士、また東京海洋大学応用物理研の皆様には研究だけでなく生活の面でも大変お世話になりました。特に同系統の研究を行なっている木村君、大谷君、森田君、尾形君、佐野君、須堯君、山口さんには研究だけでなく様々な協力を得たことに深く感謝いたします。



- [1] 和泉 充：マリンエンジニアリング学会誌 第39巻 第12号 pp.23-29 (2004).
- [2] http://www.nmri.go.jp/eco-pt/index_j.html
- [3] <http://www.translog.jp/topics/no028/topics1.html>
- [4] <http://www.amsuper.com/products/motorsGenerators/>
- [5] L. J. Masur, J. Kellers, F. Li, S. Fleshler and E. R. Podtburg, Proc. 17th Int. Conf. on Magnet Technology, September 24-28, 2001, Geneva, Switzerland; S. Kalsi, Proc. Int. Electric Machines and Drives Conference, IEMDC 2001, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, 17-20 June, 2001.; A. P. Malozemoff, J. Maguire, B. Gamble and S. Kalsi, 17th Int. Conf. on Magnet Technology, September 24-28, 2001, Geneva, Switzerland.; 5000 馬力で 1800 rpm の高温超電導電動機は、米国マサチューセッツ州 Westborough にある AMSC 社の試験研究施設に設置されている。重量約 6.8 t、本体のサイズは 1.12 m x 1.12 m x 1.59 m である。
- [6] S. Kalsi and S. Karon, "Status of Superconducting Motors for Ship Propulsion - No. 76", Proc. 9th Int. Conf. On Marine Engineering Systems, HUT and on board MS SILJA SERENADE, 19-21 May 2003.
- [7] M. Frank, J. Frauenhofer, P. van Hasselt, W. Nick, H.-W. Neumueller and G. Nerowski, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, June(2003) Vol. 13, pp. 2120- 2123
- [8] P. Kummeth, M. Frank, W. Nick, G. Nerowski and H.-W. Neumueller, Physica C 426-431(2005) pp.1358-1364
- [9] M. H. Sohn, S. K. Baik, Y. S. Jo, E. Y. Lee, W. S. Kwon, Y. K. Kwon, T. S. Moon, Y. C. Kim, C. H. Cho and I. Muta, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, June (2004) Vol. 14, 912- 915
- [10] J.W. Nam, S. Jeong, H. Kim, J. Jung and Y.K. Kwon, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol.15 No.2, June (2005) pp.2190-2193
- [11] T. Takeda, H. Tigawa and T. Oota, IHI Engineering Review August 2006 Vol. 39 No. 2 pp. 89-94
- [12] M. Tomita and M. Murakami: Nature, 421 (2003) 517.
- [13] S. Kalsi, IEEE Power Engineering Society, General Meeting, Jan.(2002) pp.27-31
- [14] 岡 徹雄、伊藤 佳孝、柳 陽介、吉川 雅章、榊原 務、原田信太郎、山田 裕、水谷 宇一郎、日本金属学会誌 第61巻 第9号 (1997) 931-936
- [15] 伊藤佳孝: Y-Ba-Cu-O 超電導体バルク磁石のパルス着磁に関する基礎的研究と同期機への応用(1997)
- [16] M. Hirakawa, S. Inadama, K. Kikukawa, E. Suzuki and H. Nakasima Physica C, Vol. 392, pp. 773-776. 2003
- [17] 松崎 弘久、大谷 効、木村 洋介、和泉 充、井田 徹哉、杉本 英彦、村上 雅人、坂井 直道、平林 泉、三木 基寛、北野 雅裕：第72回2005年度春季低温工学・超電導学会講演概要集、東京大学山上会館、3B-a04、p.196；H. Matsuzaki et al.: Presented at the 5th European Conference on Applied Superconductivity(EUCAS2005), Vienna, Austria, 11-15 September 2005.
- [18] G. Snitchler, B. Gamble and S. Kalsi: IEEE Trans. on Applied Supercon., 15, (2005) pp. 2206-2209
- [19] A.C. Rose-Innes, E.H. Rhoderick, 島本 進, 安河内 昂 "超電導入門", 産業図書(1978)
- [20] 酒井 善雄 "電気電子工学概論", 丸善(1995)
- [21] J. G. Bednorz and K. A. Müller: Z. Phys. B 64(1986) 189
- [22] 村上雅人, 高温超伝導の材料科学 - 応用への礎として - 内田老鶴圃, (1999).
- [23] S. Parikh, et al., : Supercond.Sci.Technol., 7(1994)455.

- [^{2 4}] Y. Yanagi, Y. Itoh, M. Yoshikawa, T. Oka, T. Hosokawa, H. Ishihara, H. Ikuta and U. Mizutani: *Adv.Supercond.* 12 (2000) 470
- [^{2 5}] H. Ishihara, H. Ikuta, Y. Itoh, Y. Ynagi, M. Yoshikawa, T. Oka and U. Mizutani: *Physica C* 357-360 (2001) pp.763-766
- [^{2 6}] H. Fujishiro, K. Yokoyama, T. Oka and K. Noto: *Supercond.Sci.Technol.* 16 (2003) pp.1-7
- [^{2 7}] H. Fujishiro, T.Oka, K. Yokoyama and K. Noto *Supercond.Sci.Technol.* 16 (2003) pp.809-814
- [^{2 8}] H. Fukai, H. Yamada, N. Sakai and M. Murakami: *Physica C* 585(2003) pp. 392-396
- [^{2 9}] A. B Surzhenko, S. Schauroth, D. Litzkendorf, M. Zeisberger, T. Habisreuther and W. Gawalek: *Supercond.Sci.Technol.* 14 (2001) pp.770-774
- [^{3 0}] M.Tinkham *Introduction to Superconductivity* (1981)
- [^{3 1}] Y. Itoh, U. Mizutani, *Appl. Phys.* 35 (1996) 2114.
- [^{3 2}] H. Ikuta, H. Ishihara, T. Hosokawa, Y. Yanagi, Y. Itoh, M. Yoshikawa, T. Oka and U. Mizutani, *Supercond. Sci. Technol.* 13 (2000) p.846.
- [^{3 3}] Y. Itoh, Y. Yanagi and U. Mizutani, *Appl. Phys.* 82 (1997) 5600.
- [^{3 4}] A. Terasaki, Y. Yanagi, Y. Itoh, M. Yoshikawa, T. Oka, H. Ikuta, U. Mizutani, K.Osamura and I. Hirabayashi, *Advances in Superconductivity X*, Springer(1998) 945.
- [^{3 5}] U.Mizutani, T. Oka, Y. Itho, Y. Yanagi, M. Yoshikawa and H. Ikuta, *Applied Superconductivity*, 6(1998)pp.235-246
- [^{3 6}] Y. Yanagi, Y. Itoh, M. Yoshikawa, T. Oka, T. Hosokawa, H. Ishihara, H. Ikuta and U. Mizutani, *Advances in superconductivity VII* Springer-Verlag Tokyo (2000) 470.
- [^{3 7}] 1993 年度超電導技術応用分野のフィージビリティ調査に関する報告書第4分冊 超電導技術の電力分野への応用：(財) 国際超電導産業技術センター、p.51.
- [^{3 8}] R.Weinstein, R.Sawh and A.Crapo: *Proc.Appl.Superconductivity Conf., Boston, 1994*, IEEE Trans.Appl.Supercond
- [^{3 9}] Z.Szücs and U.Ruppert: *Proc. 16th Int .Cryogenic Engineering Conf. Int. Cryogenic Materials Conf ., Kitakyuushu, 1996*, Ps1-e2-09
- [^{4 0}] W.Gawalek, T.Habisreuther, T.Strasser, M.Wu, D.Litzkendorf, P.G?rnert, K.V.Ilushin and L.K.Kovalev: *Prog. & Ext. Abstr. 1995 Int. Workshop on Superconductivity, Hawaii, 1995 (ISTEC, Tokyo, 1995)* p.155.
- [^{4 1}] 超電導コミュニケーションズ、Vol.4, NO.5(超電導情報研究会, 1995.10)p.7.
- [^{4 2}] T. Habisreuther, T. Strasser, W. Gawalek, P. G?rnert, K. V. Ilushin and L. K. Kovalev
- [^{4 3}] H. Ishihara, H. Ikuta, Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka and U. Mizutani, *Physica C* 357 (2001) 763.
- [^{4 4}] E. Morita, H. Matsuzaki, Y. Kimura, I. Ohtani, M. Izumi, Y. Nonaka, M. Murakami, T. Ida, H. Sugimoto, M. Miki and M. Kitano, *J. Phys.: Conf. Ser.* 43 (2006) 796-799.
- [^{4 5}] H. Matsuzaki, Y. Kimura, I. Ohtani, M. Izumi, T. Ida, Y. Akita, H. Sugimoto, M. Miki and M. Kitano: *IEEE Trans. on Applied Supercon.*, 15, (2005) pp.2222-2225.
- [^{4 6}] M. Miki, S. Tokura, H. Hayakawa, H. Inami, M. Kitano, H. Matsuzaki, Y. Kimura, I. Ohtani, E. Morita, H. Ogata, M. Izumi, H. Sugimoto and T. Ida, *Supercond. Sci. Technol.* 19 No 7 (2006) pp.494-499.
- [^{4 7}] 野中作太郎, 電気機器[I]
- [^{4 8}] Y. Kimura, H. Matsuzaki, I. Ohtani, E. Morita, M. Izumi, N. Sakai, I. Hirabayashi, M. Miki, M. Kitano and T. Ida, *Supercond. Sci. Technol.* 19 (2006) pp.466-471.
- [^{4 9}] Breack S, Shantsev V D, Johansen H T and Galperin M Y 2002 *J. Appl. Phys.* 92 pp.6235-6240.

- [5 0] 伊藤住孝, Y-Ba-Cu-O 超電導体バルク磁石のパルス着磁に関する基礎的研究と電動機への応用, (1997).
- [5 1] Y. Itoh, Y. Yanagi and U. Mizutani, 1997 Appl. Phys. 82 5600.
- [5 2] A. Terasaki, Y. Yanagi, Y. Itoh, M. Yoshikawa, T. Oka, H. Ikuta, U. Mizutani, K. Osamura and I. Hirabayashi, 1998 Advances in Superconductivity X, Springer 945.
- [5 3] E. Morita, H. Matsuzaki, Y. Kimura, I. Ohtani, M. Izumi, Y. Nonaka, M. Murakami, T. Ida, H. Sugimoto, M. Miki and M. Kitano, Journal of Physics : Conference Series 43 (2006) pp.796-799.
- [5 4] 伊藤住孝, Y-Ba-Cu-O 超電導体バルク磁石のパルス着磁に関する基礎的研究と電動機への応用, (1997).
- [5 5] Y. Itoh, Y. Yanagi and U. Mizutani, 1997 Appl. Phys. 82 5600.
- [5 6] A. Terasaki, Y. Yanagi, Y. Itoh, M. Yoshikawa, T. Oka, H. Ikuta, U. Mizutani, K. Osamura and I. Hirabayashi, 1998 Advances in Superconductivity X, Springer 945.
- [5 7] I. Ohtani, H. Matsuzaki, Y. Kimura, E. Morita, H. Ogata, M. Izumi, T. Ida, M. Miki and M. Kitano Supercond. Sci. Technol. 19(2006) pp.521-524.
- [5 8] K. Yokoyama, T. Oka, H. Okada and K. Noto, Physica C(2003) pp.392-396
- [5 9] H. Fujishiro, K. Yokoyama and T. Oka, Supercond. Sci. Technol. 16(2003) pp.1-7
- [6 0] H. Fujishiro, T. Oka, K. Yokoyama and K. Noto, Supercond. Sci. Technol. 16(2003) pp.809-814
- [6 1] H. Fujishiro, T. Oka, K. Yokoyama, M. Kaneyama and K. Noto, IEEE trans. appl. supercond.
- [6 2] M. Sander, U. Sutter, R. Koch and M. Klatzer, Supercond. Sci. Technol. 13 (2000) 841.
- [6 3] H. Fujishiro, T. Oka, K. Yokoyama, M. Kaneyama and K. Noto : Flux Motion Studies by Means of Temperature Measurement in Magnetizing Processes for HTSC Bulks, IEEE Trans. Applied Supercond., 14(2004)pp. 1054-1057

論文発表リスト(First author)

2004 年度

“An axial gap-type HTS bulk synchronous motor excited by pulsed-field magnetization with vortex-type armature copper windings”

H. Matsuzaki, Y. Kimura, I. Ohtani, M. Izumi, T. Ida, Y. Akita, H. Sugimoto, M. Miki, M. Kitano, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 15 (2004) pp2222-2225.

2005 年度

“Mechanical design of a synchronous rotating machines with Gd-Ba-Cu-O HTS bulk pole-field magnets operated by a pulsed-field magnetization with armature copper coils”

H. Matsuzaki, Y. Kimura, I. Ohtani, E. Morita, H. Ogata, M. Izumi, T. Ida, H. Sugimoto, M. Miki and M. Kitano

Journal of Physics : Conference Series 43 (2006) pp776-779.

“高温超伝導溶融バルク体の船舶モーターへの応用”

松崎弘久、三木基寛、木村洋介、井田徹哉、杉本英彦、北野雅裕、和泉充

応用物理 Vol.75, No.1, 2006, pp58-62

2006 年度

“Design and development of HTS synchronous motor with Gd-Ba-Cu-O bulk”

H. Matsuzaki, Y. Kimura, M. Miki, E. Morita, K. Yamaguchi, T. Ida, M. Izumi, S. Nariki, N. Sakai, I. Hirabayashi, H. Sugimoto

Advances in Cryogenic Engineering, (2006) accepted for publication

“High-Tc Superconducting Motor with a Multiple Rotor with Liquid Nitrogen Cooled Gd123 Bulk Field-Pole Magnets”

H. Matsuzaki, Y. Kimura, E. Morita, H. Ogata, T. Ida, M. Izumi, H. Sugimoto, M. Miki M. Kitano

IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2006, submitted

論文発表リスト(second author 以降)

2004 年度

“Magnetization properties for Gd-Ba-Cu-O bulk superconductors with a couple of pulsed-field vortex-type coils”

T. Ida, ○H. Matsuzaki, Y. Akita, M. Izumi, H. Sugimoto, Y. Hondou, Y. Kimura, N. Sakai, S. Nariki, I. Hirabayashi, M. Miki, M. Murakami and M. Kitano

Physica C (2005) pp412-414 638

“高温超電導バルク材料のパルス着磁特性”

井田徹哉, 大戸規彰, 木村亮太, 水戸慎一郎, ○松崎弘久, 和泉 充,

広島商船高等専門学校紀要, ISSN 0387-9275,27 , (2005) pp101-105.

2005 年度

“Pulsed-field magnetization of bulk HTS magnets in twinned rotor assembly for axial-type rotating machines”

I. Ohtani, ○H. Matsuzaki, Y. Kimura, E. Morita, M. Izumi, T. Ida, H. Sugimoto, M. Miki and M. Kitano

Journal of Physics : Conference Series 43 (2006) pp385-388.

“Single pulsed-field magnetization on Gd-Ba-Cu-O Bulk HTS assembled for axial-gap type rotating machines”

E. Morita, ○H. Matsuzaki, Y. Kimura, I. Ohtani, M. Izumi, Y. Nonaka, M. Murakami, T. Ida, H. Sugimoto, M. Miki and M. Kitano,

Journal of Physics : Conference Series 43 (2006) pp796-799.

“Pulsed Field Waveforms for Magnetization of HTS Gd-Ba-Cu-O Bulk Magnets”

T. Ida, ○H. Matsuzaki, E. Morita, H. Sakashita, T. Harada, H. Ogata, Y. Kimura, M. Miki, M. Kitano and M. Izumi,, Journal of

Physics : Conference Series 43 (2006) pp539-542.

“Recovery of trapped field distribution around growth sector in Gd-Ba-Cu-O HTS bulk with pulsed field magnetization”

Y. Kimura, ○H. Matsuzaki, I. Ohtani, E. Morita, M. Izumi, N. Sakai, I. Hirabayashi, M. Miki, M. Kitano, T. Ida,

Supercond. Sci. Technol. 19 No 7 (2006) pp466-471.

“Pulsed-field magnetization of bulk HTS magnets in twinned rotor assembly for axial-type rotating machines”

I. Ohtani, ○H. Matsuzaki, Y. Kimura, E. Morita, H. Ogata M. Izumi, T. Ida, H. Sugimoto, M. Miki and M. Kitano

Supercond. Sci. Technol. 19 No 7 (2006) pp521-524.

“Study of single pulsed-field magnetization of Gd-Ba-Cu-O Bulk HTS with a split-type of armature coil for rotating machinery”

E. Morita, ○H. Matsuzaki, Y. Kimura, I. Ohtani, M. Izumi, Y. Nonaka, M. Murakami, T. Ida, H. Sugimoto, M. Miki and M. Kitano

Supercond. Sci. Technol. 19 No 7 (2006) pp486-490.

“Development of a synchronous motor with a Gd-Ba-Cu-O bulk superconductors as pole field magnets for propulsion system”

M. Miki, S. Tokura, H. Hayakawa, H. Inami, M. Kitano, ○H. Matsuzaki, Y. Kimura, I. Ohtani, E. Morita, H. Ogata, M. Izumi, H. Sugimoto and T. Ida

Supercond. Sci. Technol. 19 No 7 (2006) pp494-499.

“波形制御パルスによる高温超電導バルク磁石の着磁”

井田徹哉, 坂下博昭, 原田知幸, 水戸慎一郎, ○松崎弘久, 森田英祐, 尾形秀明, 和泉充
広島商船高等専門学校紀要, 印刷中.

2006 年

“Study of a new split-type magnetizing coil and pulsed field magnetization of Gd-Ba-Cu-O high-temperature superconducting bulk for rotating machinery application”

E. Morita, ○H. Matsuzaki, Y. Kimura, H. Ogata, M. Izumi, T. Ida, M. Murakami, H. Sugimoto and M. Miki,

Supercond. Sci. Technol., (2006) 19 No 12 1259-1263.

学会発表リスト(First author)

2004 年度

“パルス着磁法を用いたバルク高温超電導同期機の開発”

松崎弘久、大谷効、木村洋介、和泉充、井田徹哉、杉本英彦、三木基寛、北野雅裕
2004 年秋季第 65 回応用物理学会学術講演会 2004 年 9 月 1 日～4 日 東北学院大学
講演予稿集 1p-A-12 p206

“An axial gap-type HTS bulk synchronous motor excited by pulsed-field magnetization with vortex-type armature copper windings”

H. Matsuzaki, Y. Kimura, I. Ohtani, M. Izumi, T. Ida, Y. Akita, H. Sugimoto, M. Miki and M. Kitano

Applied Superconductivity Conference, October 3-8, 2004, Florida,
Conference program book 4LT07 p108

2005 年度

“Gd 系バルク高温超電導体を回転界磁とする液体窒素循環冷却型同期回転機の研究”

松崎弘久、大谷効、木村洋介、和泉充、井田徹哉、杉本英彦、村上雅人、坂井直道、平林泉、三木基寛、北野雅裕
第 72 回 2005 年度春季低温工学・超電導学会 2005 年 5 月 31 日～6 月 2 日 東京大学
講演概要集 3B-a04 p196

“Mechanical design of a synchronous rotating machines with Gd-Ba-Cu-O HTS bulk pole-field magnets operated by a pulsed-field magnetization with armature copper coils”

H. Matsuzaki, Y. Kimura, I. Ohtani, E. Morita, H. Ogata, M. Izumi, T. Ida, H. Sugimoto, M. Miki and M. Kitano

7th European Conference on Applied Superconductivity 11-15, September, 2005, Vienna,
Austria

Abstract booklet TU-P2-11, p164

2006 年度

“回転機応用のための Gd 系バルク高温超電導体の捕捉磁束密度分布整形に関する研究”

松崎弘久、森田英祐、木村洋介、和泉充、井田徹哉、杉本英彦、三木基寛、北野雅裕
第 74 回 2006 年度春季低温工学・超電導学会 2006 年 5 月 15 日～5 月 17 日 大阪大学コンベンションセンター
講演概要集 3P-a30 p190

“Design and Development of rotating machines with Gd-Ba-Cu-O HTS bulk pole-field magnets for propulsion and other applications”

H. Matsuzaki, Y. Kimura, E. Morita, H. Ogata, M. Izumi, T. Ida, H. Sugimoto, M. Kitano, M. Miki

Applied Superconductivity Conference 2006 (ASC2006) August 27 - September 1, 2006, Seattle, USA

Abstract booklet 2LE12

学会発表リスト(second author 以降)

2004 年度

“複層界磁構造におけるバルク高温超電導体のパルス着磁特性”

大谷効、○松崎弘久、木村洋介、和泉充、井田徹哉、杉本英彦、三木基寛、北野雅裕

2004 年電気学会 基礎・材料・共通部門大会 2004 年 8 月 30 日～8 月 31 日 仙台国際センター講演論文集 □-8 p421

“Gd 系バルク高温超電導体の多層渦巻きコイルによるパルス着磁特性の研究”

木村洋介、○松崎弘久、井田徹哉、大谷効、和泉充、杉本英彦、三木基寛、北野雅裕

2004 年秋季第 65 回応用物理学会学術講演会 2004 年 9 月 1 日～4 日 東北学院大学講演予稿集 1p-A-10 p205

“渦巻き型着磁コイルを用いた Gd 系バルク高温超電導体の単一パルス着磁”

森田英祐、○松崎弘久、木村洋介、大谷効、和泉充、野中佑記、村上雅人、井田徹哉、杉本英彦、北野雅裕

2005 年春季第 52 回応用物理学会学関係連合講演会 2005 年 3 月 29 日～4 月 1 日 埼玉大学講演予稿集 30p-ZA-14 p45

2005 年度

“Single pulsed-field magnetization on Gd-Ba-Cu-O Bulk HTS assembled for axial-gap type rotating machines”

E. Morita, ○H. Matsuzaki, Y. Kimura, I. Ohtani, M. Izumi, Y. Nonaka, M. Murakami, T. Ida, H. Sugimoto, M. Miki and M. Kitano

7th European Conference on Applied Superconductivity 11-15, September, 2005, Vienna, Austria

Abstract booklet TU-P2-4, p161

“Pulsed-field magnetization of bulk HTS in bilayered rotor assembly for axial-type machines”

I. Ohtani, ○H. Matsuzaki, Y. Kimura, E. Morita, M. Izumi, T. Ida, H. Sugimoto, M. Miki and M. Kitano

7th European Conference on Applied Superconductivity 11-15, September, 2005, Vienna, Austria

Abstract booklet WE-P3-28, p231

“Pulsed Field Waveforms for Magnetization of HTS Gd-Ba-Cu-O Bulk Magnets”

T. Ida, ○H. Matsuzaki, Y. Kimura, E. Morita, H. sakashita, T. Harada, M. Izumi, M. Miki M. Kitano

7th European Conference on Applied Superconductivity 11-15, September, 2005, Vienna, Austria

Abstract booklet WE-P3-28, p259

“Single pulsed-field magnetization on Gd-Ba-Cu-O Bulk HTS”

E. Morita, ○H. Matsuzaki, Y. Kimura, I. Ohtani, M. Izumi, Y. Nonaka, M. Murakami, T. Ida, H. Sugimoto, M. Miki and M. Kitano

5th International Workshop on Processing and Applications of Superconducting [RE]BCO Large Grain Materials 21-23, October, 2005 ,Tokyo, Japan

Abstracts 21PP17

“Pulsed field magnetization of layered Gd-Ba-Ca-O bulk with Vortex-type coils”

Y. Kimura, ○H. Matsuzaki, I. Ohtani, M. Miki and M. Kitano M. Izumi

5th International Workshop on Processing and Applications of Superconducting [RE]BCO Large Grain Materials 21-23, October, 2005 ,Tokyo, Japan Abstracts 21PP18

“Pulsed-field magnetization of bulk HTS magnets in twinned rotor assembly for axial-type rotating machines”

I. Ohtani, ○H. Matsuzaki, Y. Kimura, E. Morita, H. Ogata M. Izumi, T. Ida, H. Sugimoto, M. Miki and M. Kitano

5th International Workshop on Processing and Applications of Superconducting [RE]BCO Large Grain Materials 21-23, October, 2005 ,Tokyo, Japan

Abstracts 21PP19

“Development of a synchronous motor with a Gd-Ba-Cu-O bulk superconductors as pole field magnets for propulsion system”

M. Miki, S. Tokura, H. Hayakawa, H. Inami, M. Kitano, ○H. Matsuzaki, Y. Kimura, I. Ohtani, E. Morita, H. Ogata, M. Izumi, H. Sugimoto and T. Ida

5th International Workshop on Processing and Applications of Superconducting [RE]BCO Large Grain Materials 21-23, October, 2005 ,Tokyo, Japan

Abstracts 22P26

“2223 線材を用いた積層パンケーキ界磁コイルの試作と評価”

尾形秀明、三木基寛、○松崎弘久、木村洋介、森田英祐、井田徹哉、藤本浩之、北野雅裕、岡崎 徹、北野雅裕、和泉充

第 73 回 2005 年度秋季低温工学・超電導学会 2005 年 11 月 21 日～11 月 23 日 朱鷺メッセ
講演概要集 3B-a05 p249

2006 年度

“渦巻き型コイルによる大型バルク超電導体のパルス着磁”

木村洋介、○松崎弘久、森田英祐、和泉充、成木紳也、坂井直道、平林泉、三木基寛、北野雅裕

第 74 回 2006 年度春季低温工学・超電導学会 2006 年 5 月 15 日～5 月 17 日 大阪大学コンベンションセンター
講演概要集 3C-p09 p240

“波形制御パルス着磁による Gd 系バルクの捕捉磁場特性”

井田徹哉、○松崎弘久、森田英祐、尾形秀明、和泉充、三木基寛、北野雅裕

第 74 回 2006 年度春季低温工学・超電導学会 2006 年 5 月 15 日～5 月 17 日 大阪大学コンベンションセンター
講演概要集 3C-p10 p241

“Design and development of HTS rotating machines for propulsion and other applications”

M. Izumi, ○H. Matsuzaki, Y. Kimura, I. Ohtani, E. Morita, H. Ogata, T. Ida, H. Sugimoto, M. Miki, K. Iwasawa and M. Kitano

International Cryogenic Engineering Conference 21 (ICEC 21), International Cryogenic Material Conference '06 (ICMC '06) July 17 – 21, 2006, Praha, Czech Republic
Abstract 296 P102

“Gd 系バルク高温超電導体を用いた船舶推進用小型同期電動機の開発”

三木基寛、北野雅裕、○松崎弘久、木村洋介、森田英祐、尾形秀明、和泉充、杉本英彦、井田徹哉

平成 18 年度電気学会東京支部連合研究会 超電導応用電力機器研究会 2006 年 9 月 7 日 工学院大学 新宿キャンパス
講演概要集 ASC-06-39 p49a